



TITLE:

市街地上空における耐風設計用気
流性状の予測に関する研究(
Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

丸山, 敬

CITATION:

丸山, 敬. 市街地上空における耐風設計用気流性状の予測に関する研究.
京都大学, 1994, 博士(工学)

ISSUE DATE:

1994-03-23

URL:

<https://doi.org/10.11501/3094411>

RIGHT:

新 制
工
954
京大附図

市街地上空における耐風設計用気流性状の 予測に関する研究

平成5年9月

丸 山 敬

市街地上空における耐風設計用気流性状の
予測に関する研究

平成 5 年 9 月

丸 山 敬

目 次

第1章	序 論	1
1.1	緒 言	1
1.2	既往の研究概要	3
1.2.1	大気境界層	3
(1)	圧力勾配の影響	3
(2)	コリオリ力の影響	3
(3)	粗度形状の影響	4
(4)	風速の影響	4
1.2.2	市街地上の接地層	5
1.2.3	粗度形状と気流性状	6
1.2.4	乱流境界層の数値計算	7
1.2.5	市街地における粗度評価	9
1.3	本研究の概要	10
	参考文献	13
第2章	複雑な形状をもつ粗面上の気流性状	15
2.1	はじめに	15
2.2	実験概要	16
(1)	風洞	16
(2)	測定および解析方法	17
(3)	ラフネス	17

(4) 実験条件	17
2.3 結果と考察	19
2.3.1 平均風速の鉛直分布	19
2.3.2 風速の影響	22
2.3.3 圧力勾配の影響	22
2.3.4 風上側の粗度形状の影響	25
2.4 まとめ	26
参考文献	28
 第3章 粗度形状の違いによる気流性状の変化	29
3.1 はじめに	29
3.2 実験	30
(1) 概要	30
(2) ラフネス	30
3.3 測定結果	31
3.3.1 乱流境界層の構造	31
3.3.2 乱流境界層の発達	33
(1) 境界層厚の変化	33
(2) 流入気流の境界層厚の影響	35
(3) レイノルズ応力と境界層厚	35
3.3.3 流れ方向の気流性状の変化	36
3.4 他の研究結果との比較	39
3.5 まとめ	41
参考文献	43
 第4章 キャノピー内の気流性状	45
4.1 はじめに	45
4.2 実験	46
(1) 概要	46

(2) ラフネス	47
(3) 流入気流性状	47
4.3 実験結果	49
4.3.1 地面付近の気流性状	49
4.3.2 キャノピーの厚さ	51
4.3.3 キャノピー内の時空間平均風速	52
(1) 吹送距離による変化	52
(2) 風速による変化	52
(3) 風上側の流入気流性状による変化	53
(4) 粗度形状による変化	54
4.4 キャノピー内の時空間平均風速の数値計算	54
4.4.1 既存のモデル	54
4.4.2 風速分布を与えるモデルおよび計算方法	56
4.4.3 実験結果と計算結果の比較	57
4.4.4 粗度の評価	57
4.5 考 察	59
4.6 ま と め	60
参考文献	62
 第5章 粗面上に発達する乱流境界層の数値計算	 63
5.1 はじめに	63
5.2 計算手法	64
5.2.1 乱流モデル	65
5.2.2 モデル定数	68
5.2.3 計算方法	69
5.2.4 解析領域	70
5.2.5 メッシュ分割	70
5.2.6 境界条件	72
(1) 流入境界条件	72
(2) 壁面境界条件	72
(3) 流出境界条件	73

(4) 上方境界条件	74
5.3 実験結果との比較および考察	75
5.3.1 流れ方向の粗度変化に伴う気流性状の変化	76
(1) 滑面から粗面へ変化する場合	76
(2) 粗面から滑面へ変化する場合	76
5.3.2 粗度形状による気流性状の変化	81
5.3.3 粗度形状によるモデル定数 C_{fi} , C_{pE} の変化	81
(1) 抵抗係数 C_{fi}	81
(2) 粗度形状を代表する長さスケール	82
5.4 まとめ	82
参考文献	84
 第6章 粗度要素の配列形状の違いによる抗力の変化	 85
6.1 はじめに	85
6.2 抗力の測定	86
6.2.1 実験概要	86
6.2.2 フロートによる床面抗力の直接測定	86
6.2.3 異なる方法による床面抗力の測定	89
(1) τ_w の測定	90
(2) τ の測定	90
(3) f_r の測定	90
(4) Δp の測定	90
6.2.4 考 察	92
(1) 床面付近の静圧勾配	92
(2) 床面摩擦力	92
(3) 粗度要素表面が受ける摩擦力	93
6.3 粗度形状の違いによる抗力の変化	94
6.3.1 立方体粗度ブロック	94
(1) 千鳥配列の場合	95
(2) 格子配列の場合	96
(3) 任意配列の場合	96

6.3.2	市街地模型	96
(1)	粗度形状	96
(2)	測定結果	98
6.4	まとめ	99
	参考文献	100
第7章	市街地における粗度形状	101
7.1	はじめに	101
7.2	市街地における建物形状	102
7.2.1	建物データの読み込み	102
7.2.2	建物形状	105
(1)	階数と建物数	105
(2)	階数と建物規模	105
7.3	形状パラメータ	110
7.3.1	各種形状パラメータ	110
(1)	粗度高さ: h	110
(2)	粗度体積密度: $\rho_r(z)$	111
(3)	有効粗度表面積率: λ	111
(4)	有効粗度表面積密度: $a_x(z)$	113
7.3.2	市街地における形状パラメータの値	115
(1)	$\rho_{r(0)}$ の値	116
(2)	$\rho_{r(0)}$ と γ の関係	116
(3)	$\rho_{r(0)}$ と ξ の関係	117
(4)	$\rho_{r(0)}$ と λ の関係	117
(5)	$\rho_{r(0)}$ と a_l の関係	118
(6)	$\rho_{r(0)}$ と $a_x(0)$ の関係	118
7.4	市街地モデルにおける形状パラメータの値	118
7.5	まとめ	120
	参考文献	121

第8章	市街地上空における気流性状の3次元計算	123
8.1	はじめに	123
8.2	ラフネスパラメータの最適化	124
8.2.1	計算方法	124
8.2.2	立方体粗度ブロックに対するラフネスパラメータの値	124
8.2.3	市街地模型に対する計算	127
8.3	3次元計算手法	130
8.3.1	計算手法	131
8.3.2	計算結果と実験値の比較	132
8.4	実際の市街地形状を用いた計算	134
8.4.1	解析領域および境界条件	134
8.4.2	メッシュ分割	135
8.4.3	大きな建物の取扱い	138
8.4.4	観測データ	138
8.4.5	計算結果と観測データの比較	139
8.5	耐風設計用風速の鉛直分布形状の予測	143
8.6	現行の風荷重指針における問題点	143
8.7	まとめ	146
	参考文献	147
第9章	市街地における建物の密度変化に伴う風速分布の変化	149
9.1	はじめに	149
9.2	粗度形状	150
9.3	計算手法	152
9.4	計算結果	152
9.4.1	境界層厚の変化	153
9.4.2	気流性状の変化	154
(1)	高さによる変化	155
(2)	地表面における建物密度による変化	155
9.5	考 察	162

9.6	まとめ	164
	参考文献	165
総 括	167
	本研究の成果	167
	今後の課題	171
発表論文	172
	主要論文	172
	関連論文	175
記号一覧	176
あとがき	181

第1章 序 論

1.1 緒 言

都市への人口集中に伴って市街地は拡大を続け、中心部の高密度化が進んでいる。さらに、近年の地価上昇は土地の有効利用を促進して、オフィスビルだけではなくマンションやアパート等、常時人々が生活する建物の高層化にも拍車をかけている。その結果、超高層建築物の耐風設計だけでなく、中高層建物の風による振動、建物敷地周辺の風環境に及ぼす影響等、風工学的問題がますます増加している。これらの問題を解決するにあたって、過去の同様な事例を参考にしたり、風洞実験あるいは数値計算によって建設後の状況を予測し、対策を立てるのが一般的であるが、その際、建設予定地の風上側の気流性状をどのように設定するかは予測結果に影響を与え、重要な問題の一つである。ある場所における気流性状は過去の観測値があればそれに基づいて予測することができるが、通常そのようなことはまず期待できない。したがって、付近の気象官署等における観測結果を使って気流性状を推定することになるが、このとき種々の考慮すべき要因が存在する。気流性状を決定する主な要因としては、温度や気圧分布等気象条件に左右される大気の状態や地表面上の粗度形状、さらには季節風や台風、竜巻といった風の生成原因にまで及ぶが、各々がどのような影響を及ぼしているのか、良くわかっていない部分が多いのも事実である。

いま、建築構造物の耐風設計においてもっとも重要となる基準風速の高さ方向の分布形状についてみてみると、建築基準法施行令において設計用の速度圧 q の形で以下の様に示されており、これらは場所に依らない表示形式である。

$$q = 60 \sqrt{h} \quad (\text{kgf/m}^2) : h \leq 16\text{m}$$

$$q = 120^4 \sqrt{h} \quad (\text{kgf/m}^2) : h > 16\text{m} \text{ [建築基準法施行令第87条] } \dots (1.1)$$

しかし、実際の風速分布は問題としている地点の気候や周囲の状況に影響され

る．とくに地上付近の風速分布に関しては地表面粗度形状に大きく左右されるので，次式のようにそれらの影響を取り入れようとする表示方法もある．

$$q = \frac{1}{2} \rho U^2 \quad (\text{kgf/m}^2) \quad : \quad U = U_0 E_H R \quad (\text{m/s})$$

〔建築学会建築物荷重指針・同解説：1993年改定版〕 (1.2)

ここで ρ は空気密度， U_0 は基本風速で地理的位置に応じた値， E_H は鉛直分布係数で周辺の地表面の状況によって， R は再現期間換算係数で設計用再現期間に応じて与えられる．このとき，地理的位置および大規模な地形の影響によって決まる U_0 はかなり大きなスケールをもった変動量なので，各地域の気象官署における観測結果から日本全国の値が求められている．一方，周囲の地表面粗度形状や小地形および地表面からの高さの影響を取り込む鉛直分布係数 E_H はもっと小さなスケールをもった変動量であり，周辺の地表面の状況に応じて，1：海上のようなほとんど障害物のない平坦地，2：田園地帯や草原のような，農作物程度の障害物がある平坦地，樹木・低層建築物などが散在している平坦地，3：樹木・低層建築物が密集する地域，あるいは中層建築物（4～9階）が散在している地域，4：中層建築物（4～9階）が主となる市街地，5：高層建築物（10階以上）が密集する市街地，の5段階に分けられた粗度区分によって与えられている．

風による問題が予想されるような建築構造物は都市部に建設される場合が圧倒的に多いので，ここでは粗度区分3～5に代表される市街地について議論を進める．市街地における地表面の主たる粗度要素は建築物であり，その大きさも粗度区分1,2に比べるとかなり大きく，気流性状に影響を及ぼす範囲も大きいので，鉛直分布係数 E_H の与え方が重要になる．式(1.2)において，各粗度区分に対応する E_H の値は多くの観測結果から平均的な値として求められているが，実際の市街地では地表面粗度形状が広範囲にわたって一様であることはめったになく，また，もし一様であったとしても，後述するように吹送距離方向に気流性状は変化するので，実際の風速分布にはかなりのばらつきがあり，荷重指針で与えられている E_H の値もおおざっぱな指標にすぎない．したがって，もっと詳しい予測を行いたい場合には，周囲の地表面粗度形状を考慮した風速分布を与えるべきで，実際風洞実験等では，周囲の建物形状をある程度の範囲まで再現して風上側の気流性状を作り出している．しかし，風上側の再現ができない場合や，数値計算等で流入条件として風速変動成分の値等より詳しいデータが必要なときに，地表面粗度形状の影響を気流性状にどのように取り込むかという問題が生じる．本研究ではこれらの問題に答えるため，市街地における強風中立時の気流性状を予測する方法の開発を試みた．さらにその手法を用いて，市街地における建物の大きさ，高さ，密度等，粗度形状によって境界層厚や風速，乱れの強さの鉛直分布がどのように変化するかを調べ，より合理的な耐風設計用の値を示した．

1.2 既往の研究概要

1.2.1 大気境界層

一般に、固体表面に風が吹くとそこには境界層が発達する。建築物や植物等の密集する市街地では地表面の凹凸が激しいので、上空の気流性状は乱れたものとなり、粗面上に発達する乱流境界層と同様な性質を持つようになる。自然風中で地面上に発達した乱流境界層は大気境界層と呼ばれるが、この大気境界層内の気流性状は、風が弱く熱的な影響が大きい場合には大気の安定度に大きく左右される。一方、風が強くなって乱れによる拡散が大きくなると温度勾配は小さくなり、熱的な影響も相対的に小さくなる。外壁材が剥がれたり、構造体が被害を受けて壊れるほどの風速だけでなく、風による振動、扉や換気扇の開閉、バルコニーや通路における歩行者レベルの風環境等、我々の生活に何らかの問題を生じさせる風を含めて強風と呼ぶことにすると、その大きさは人の背丈程度の高さで、少なくとも十数m/s以上の値を持つ。崔ら¹⁾がまとめた過去の観測結果によると、高度10mにおける平均風速が約5m/sを越えたと大気はほぼ中立状態になるので、強風時に大気は中立状態とみなして良い。この強風中立状態において、粗面上に発達した乱流境界層内の気流性状に関する研究は、これまで種々の分野で数多く行われてきた。その結果を見ると、気流性状を決定する要因としては流れ方向の圧力勾配やコリオリ力、粗度形状そして風速（レイノルズ数）が挙げられる。以下では、これらが強風中立時の大気境界層内の気流性状にどのような影響を及ぼしているか、また、風洞や数値計算によって大気境界層を再現しようとする場合に、各要因をどのように取り扱わねばならないかを、既往の研究成果を参考に考察してみる。

(1) 圧力勾配の影響

大気境界層において、境界層高さである傾度風高度では流れが受ける気圧傾度力とコリオリ力が釣り合っているので、風向方向に気圧変化は無いとみなせる。一方、地面付近の風向は通常地形や地表面粗度形状の影響を受けて変化し、傾度風高度のそれとは異なっているので、風向方向の圧力勾配を考慮する必要がある。しかし一般にはその大きさが僅かであるとして、強風中立状態の気流性状に与える影響も少ないとみなす場合が多い。ただし、Klineら²⁾が示したように、流れ方向の圧力勾配は気流性状に影響を与えるので、風洞や数値計算によって大気境界層を再現しようとする場合には、圧力の境界条件に気を付けなければならない。

(2) コリオリ力の影響

大気境界層内でコリオリ力の影響を受ける領域の風向、風速の鉛直分布形状はエクマンにより初めて理論的に示されたので、この領域をエクマン層と呼ぶ。エ

エクマン層における流れは気圧傾度力とコリオリ力、さらに地表面からの乱れによる剪断応力によって決まり、風向、風速は高さ方向に変化する。エクマンの示した理論によると地面付近の風向は傾度風高度における風向と 45° の角度をもつことになるが、通常このずれは 45° よりも小さい値を示し、 $15\sim 30^\circ$ という観測値がある。実際のエクマン層内の気流性状を知ろうとすると、傾度風高度、すなわち高度数百mから数kmに及ぶ範囲にわたって風速の3次元の（少なくとも2次元の）観測を行わねばならず、ドップラーレーダーやドップラーソーダーが開発されて観測が可能になったとはいえ、まだまだ詳しい研究は少ない。

(3) 粗度形状の影響

エクマン層より下方には接地層と呼ばれる地表面の影響が支配的な層がある。ここでは、運動量や熱の鉛直方向の流束が地表面での値と等しく、コリオリ力の影響も小さいので、平均的な風向も高さ方向にほぼ一定とみなせる。この接地層内の気流性状は地表面の粗度形状に大きく左右される。また、その厚さは数十mの大きさをもち、地表面の粗度要素が大きくなるほど厚くなる。耐風設計を考える場合、一部の超高層ビルを除けば通常の建物はほとんどがこの層に含まれるので、接地層における気流性状を知ることが重要となる。しかし、とくに耐風設計に必要な強風中立時の気流性状に関して、市街地における地面付近の乱れの構造を含めた詳しい観測はようやく始まったばかり³⁾である。一方、上方のエクマン層における気流性状の鉛直方向の変化は地面付近に比べてずっと小さいので、風洞実験や数値シミュレーションを行う際には、接地層だけを再現するか、境界層全体を再現したとしてもコリオリ力は無視する場合が多い。

(4) 風速の影響

耐風設計の対象となる建築構造物の多くは接地層の厚さよりも低いので、風荷重は接地層内の気流性状によって決まることが多い。このとき、接地層内の気流性状は地表面の粗度形状に大きく左右されるので、レイノルズ数は粗度形状を代表する長さスケールと風速によって評価することができる。このレイノルズ数による気流性状の変化は重要であり、風洞や数値計算によって接地層内の気流性状を再現しようとする場合にも考慮すべき要因となる。そこで、以下では接地層内の気流性状に対するレイノルズ数の影響について考察する。

前述のように、接地層内では乱れによる剪断力に比べて圧力勾配やコリオリ力の影響は小さいとみなせるので、それらの影響が無い風洞実験結果を参考に、レイノルズ数による気流性状の変化を調べてみる。粗面上に発達した乱流境界層内の測定結果をみると、レイノルズ数が低い場合に気流性状の変化が大きい、レイノルズ数がある程度大きくなると変化は小さくなる。たとえば、Shlichting⁴⁾が示したように、壁面抗力係数の値は、ある程度レイノルズ数が大きくなると一定となり、レイノルズ数による変化はほとんどなくなる。Ligraniら⁵⁾によると、この限界は床面にもっとも近い位置に存在する粘性低層の厚さが粗度要素の高さよ

りも低くなる時のレイノルズ数にほぼ一致する。

一方、市街地では粗度要素が建物であり、その大きさは粘性低層の厚さに比べて十分大きく^{注1}、強風時にはレイノルズ数による気流性状の変化（この場合は風速による変化）は小さいと考えられる。ただし、Ishizaki⁶⁾が指摘しているように、強風中立状態の観測結果に限ってみても、平均風速の鉛直分布形状や乱れの強さ、ガストファクターの値等、気流性状が風速によって変化する場合がある。ただ、自然風中での風速変化は圧力勾配やコリオリ力さらには風の生成原因とも関係する複雑な問題であり、一般に気流性状の変化を風速だけの影響として議論することはできない。現段階では、風速による気流性状の変化がどのような理由で起こるのかよく解っておらず、今後の研究課題の一つである。

1.2.2 市街地上の接地層

耐風設計用の風荷重を求めたり、建物周りの風環境評価を行うにあたって、その性質を詳しく把握しなければならないのは地面にもっとも近い接地層内の気流性状である。しかし、市街地上の接地層は凹凸が激しく、複雑な形状をもった粗面上に発達するので、その気流性状も複雑である。したがって、広範囲に適用できるような一般的な特性はつかみにくく、詳しい気流性状を知る必要がある場合には各事例ごとに予測、評価を行っているのが現状である。接地層内では、前述のように圧力勾配やコリオリ力の影響が乱れによる剪断応力にくらべて小さく、強風中立状態では熱の影響も無視できるので、気流性状は乱れによる剪断応力によってほぼ決まるようになる。このとき、剪断応力の大きさは接地層内で高さ方向に一定とみなすことができ、もっとも基本的な統計量である平均風速の鉛直分布形状は、べき法則や対数法則で近似できることが経験的にわかっている。とくに対数法則は乱れによる剪断応力と風速勾配を理論的に結び付けて導出でき、粗度長によって表面粗さを取り込んでいるので、Jensenら⁷⁾が示したように、長さスケールに関する相似性を議論する際に有用な近似方法である。

Counihan⁸⁾や崔ら¹⁾がこれまでに市街地上の接地層内で行われた観測についてまとめた結果をみると、平均風速の鉛直分布形状にはかなりのばらつきがみられる。これは、市街地における地表面の粗度形状が一樣ではなく、複雑な形状をもつので、場所や風向によって変化しているためと考えることができる。さらに、たとえば中野ら⁹⁾の観測結果にみられるように、周囲の建物高さ以下の地面付近

注1 滑らかな固体表面に発達する乱流境界層では、固体壁面にもっとも近い位置に粘性が支配的な粘性低層が存在し、その厚さは数mmから数cmのオーダーである。風洞等を使って乱流境界層を実験室内で作り出す際には、粗度要素の大きさが粘性低層の厚さと同程度となることが多いので、レイノルズ数による変化を考慮しなければならない。しかし、市街地では粗度要素の大きさが数mから数十mと粘性低層の厚さに比べてはるかに大きいので、粘性低層の厚さと粗度要素の大きさという関係から生じるレイノルズ数による変化は小さいと考えられる。

では平均風速はべき法則や対数法則では表せないことが多く、その鉛直分布形状は付近の建物や樹木等の影響を直接受けて、測定位置による変化が非常に大きい。また、田村ら¹⁰⁾によって風速の経年変化も報告されているが、これは地表面粗度形状の経年変化を考慮しなければならないことを示唆している。このようなばらつきは乱れの強さや乱れのスケール、スペクトルの形状等にも及び、市街地のように粗度要素が大きく、複雑な形状をもった粗面上に発達する乱流境界層の特徴と言える。このように、地面付近の気流性状は地表面粗度形状に大きく依存しており、その変化は風速による変化にくらべてずっと大きい。したがって、耐風設計や風環境評価のために市街地における気流性状を予測、評価するためには、地表面粗度形状が気流性状に及ぼす影響を明らかにすることが重要である。

1.2.3 粗度形状と気流性状

地表面の粗度形状は粗さによって幾つかの粗度区分に分けられ、過去の観測や実験結果を参考にべき指数、粗度長、乱れの強さ、境界層厚さ等、気流性状を表す各種パラメータの値が種々の荷重評価基準や指針として提案されている。市街地に相当する粗度区分におけるこれらの値を調べてみると、その値にはかなりのばらつきがみられるが、複雑な粗度形状をもつ市街地では当然のことと言える。このばらつきの原因としては粗度形状だけに限ってみても、粗度要素の形、配列、密度、分布等色々な要因が考えられ、地面付近の詳しい気流性状を知りたいときには、ある程度の範囲を再現した縮尺模型を使って風洞実験を行うのが一般的である。このとき、文献11)に示されるように、測定結果は流入気流性状の影響を受けるので、測定対象によっては再現化範囲を広げる必要がある。また、実験に用いる流入気流を作り出す方法としては、模型の風上に粗度ブロックを敷き詰める方法が代表的なものとして挙げられる。この方法は、風洞の種類や実験対象に合わせて気流性状をコントロールできるので良く用いられるが、希望する気流性状を作り出すには、粗度形状と気流性状の関係を知っておく必要があり、風工学の分野でもJensenら⁷⁾以後、種々の粗度形状について研究が行われてきた。

粗度形状と気流性状の関係を調べる風洞実験は、通常、一様な形状をもつ粗面上に乱流境界層を発達させて行われる。このとき、気流性状に関する測定結果は粗度高さ以上のべき法則や対数法則が成り立つ領域、自然風中では接地層とみなせる領域の気流性状についてまとめられることが多い。たとえば、Counihan¹²⁾はプラスチックのブロックを用いた風洞実験を行い、Kondoら¹³⁾は形の異なる粗度要素を用いた風洞実験結果をまとめて粗度長や零面変位と粗度密度との関係を求めた。これらの結果をみると、平均風速の鉛直分布形状は粗度要素の密度や形によって変化し、粗度長はある密度で最大値をとり、零面変位は密度とともに大きくなって粗度高さに近づく。

一方、流れ場の力の釣合を考えると、流れ方向の圧力勾配が無い場合には乱流

境界層内の力の伝達は、ほとんどが乱れによる剪断応力の形で行われ、その大きさは上空の気流性状を決定する大きな要因となる。対数法則が成り立つ領域では剪断応力の大きさが鉛直方向に一定とみなすことができるので、対数領域の下方境界における剪断応力の値は気流性状を知る上で重要となる。このとき、下方境界の剪断応力はそれより下方、地面近くで発生する乱れによって生じるので、地面近くの気流性状と粗度形状の関係を明らかにしなければならない。地面近くの気流性状は粗度要素の影響を直接受けて3次元的に大きく変化するが、一般にこの領域をキャノピーと呼んでいる。キャノピーについて植物を対象とした研究は盛んで実験や観測例も多く、解析的な研究や数値計算もまた数多くなされている。植物の場合には空間内に占める植物の体積の割合が小さいので、通常体積変化は無視されるが、市街地の建物のように粗度要素の割合が大きく、形状や体積変化が大きい場合にはそれを無視することができない。O'Loughlin¹⁴⁾、Counihan¹⁵⁾、Raupach¹⁶⁾等が種々の形状をもつ粗度ブロックについて測定した結果をみると、気流性状の空間的な変化は粗度高さの約2倍にまで及び、その中では乱れが大きく風速の測定値にも大きな誤差が入るようになる。たとえば、乱れによる剪断応力は、流れ方向および鉛直方向の変動成分から求められるレイノルズ応力によって表すことができるが、Tutuら¹⁷⁾が示したように3次元的な乱れの成分が大きくなると、この測定値に含まれる誤差は極端に大きくなる。したがって、キャノピー内のように乱れが大きな場所では風速を測定してレイノルズ応力を求めるのはあまり有効な方法ではない。また、種々の粗度形状に対して気流性状を詳しく測定することは現実問題として不可能である。このとき、風速の測定以外に剪断応力を求める方法として地表面抗力の測定が挙げられる。これは、粗面で発生した乱れによって上空に伝わる剪断応力は床面が受ける剪断応力と釣り合うので、地表面抗力を測定することによって地表面における剪断応力の値を求ようとする方法である。この方法を風洞実験に用いて、Perryら¹⁸⁾は正方形断面をもつ2次元角柱の間隔を変えて床面抗力と上方の気流性状の関係について調べ、Marshall¹⁹⁾は円柱を用いて床面抗力と配列形状の関係を求めた。さらにWoodingら²⁰⁾は規則的な配列を用いた過去の実験例を調べ、粗面の受ける抗力が粗度要素の形状によってどのように変化するかをまとめた。これらの結果を見ると、粗度要素の形状、密度、配列等、気流性状を左右するパラメータは多く、各パラメータの関係も複雑であることがわかる。これは多くの場合、新たな粗度形状に対する気流性状を、風洞実験を行わずに予測するのが困難であることを意味している。

1.2.4 乱流境界層の数値計算

前述のように、粗度形状からその上空の気流性状を予測することは重要であり、耐風設計用の気流性状を求めるためだけでなく、風洞実験や数値計算用の流入気流性状を求める際にも有用である。しかし、種々の粗度形状に対してすべて風洞

実験を行うのは大変な作業になる。そこで、この予測を数値計算で行う方法が考えられる。近年の計算機の発達により、風工学の分野においても種々の問題に数値計算が適用され始めており、粗面上に発達する乱流境界層の計算もその一つである。このとき、計算手法や乱流モデル、境界条件、解析領域の取り方、メッシュ分割、粗度の影響の取り込み方等、種々の問題点を解決しなければならず、なかでも地表面境界の与え方はもっとも重要になる。たとえば、地表面付近の気流性状を詳しく知りたいときには粗度形状を計算領域に再現する方法が考えられる。この場合、十分に発達した乱流境界層では境界層厚に比べて粗度高さが低いので、解析領域の細かな分割が要求され、境界層上部まで計算を行おうとすると計算量が多くなる。3次元計算を行えば粗度要素周りの空間的な気流性状を知ることができるが、計算量が膨大になって、各粗度要素の形状を変化させたり、流れ方向に計算領域を伸ばしてゆくには限度がある。現在の計算機的能力から見て、村上ら²¹⁾の計算例のように、規則的な粗度配置を周期境界条件を用いて解き、高さ方向に剪断応力が一定であるような範囲の解析が限界のように思われる。

一方、粗度高さよりも上の情報が欲しいときや、境界層の発達の様子を知りたい場合には、坂本ら²²⁾のように粗度形状を計算領域に再現せずに地表面粗度をべき法則や対数法則で取り込むwall-boundary条件が用いられることが多い。このとき、粗度はべき指数や粗度長、零面変位等の粗度を表すパラメータによって与えられる。従来、ある粗度に対応するこれらのパラメータは、乱流境界層が十分に発達し、風速分布が吹送距離によらず相似で、かつ風速と長さスケールだけで決まるような平衡状態に近似的になったとみなせるときの値として求められることが多く、実験結果として示される値も近似的に平衡状態とみなせるときの値として扱っている。平衡状態になった乱流境界層では、粗度を表すパラメータと粗度要素の代表長さとの比は吹送距離によらず一定となるが、このような性質を備えた平衡境界層は特殊な場合に限られる。文献23)に示されるように、境界層厚が吹送距離とともに変化するとき、平衡境界層が存在するためには粗度要素の形状や大きさも吹送距離とともに変化しなければならない。したがって、流れ方向に一樣な形状をもつ粗面を用いた場合には、流れ方向に境界層が発達し境界層厚が変化すると、粗度を表すパラメータと粗度要素の代表長さとの比も変化し、その割合は吹送距離が短いときに大きい。Counihan¹²⁾によると、この変化が無視できるようにするためには粗度高さの1000倍以上の吹送距離が必要となる。このように、たとえ粗面の形状や密度、大きさが流れ方向に一樣と見なせる場合でも、粗度要素が大きくなると近似的な平衡状態に達する距離も長くなる。したがって、その間の変化を正確に計算するには、吹送距離方向に粗度を表すパラメータの値を変化させる必要がある。また、キャノピー内ではべき法則や対数法則が成り立たないので、キャノピー内の気流性状を求めることもできない。そのため、粗度を表すパラメータの吹送距離による変化そのものを求めたり、市街地のように粗

度要素が大きい粗面上に発達する乱流境界層を、キャノピー内の気流性状をも含めて求めるためには、粗度要素の影響を何らかの方法でモデル化して計算に取り込む必要がある。

キャノピー内の気流性状に与える粗度要素の影響は森や林、農作物等、植物キャノピーにおいて数多く研究されている。Wilsonら²⁴⁾は長さスケールを既知とした多方程式モデルによる予測を行い、Yamada²⁵⁾は長さスケールの方程式を用いた2方程式乱流モデルを示した。また、鶴野ら²⁶⁾はYamadaのモデルを $k-\varepsilon$ 2方程式乱流モデルに変換し市街地キャノピーに適用した。これらの解析では方程式系を流体部分についてのみ解いており、粗度要素である植物や建物の体積変化を考慮していない。植物キャノピーのように単位空間あたりに存在する固体部分の割合が小さい場合には、粗度要素の体積変化による影響が少ないが、市街地のように粗度要素の占める割合が大きくなってくると粗度要素の体積変化の影響が出てくると考えられ、それを取り扱える形で方程式系を与えた方がよい。村上ら²⁷⁾や鈴木ら²⁸⁾は粗度要素の体積変化をコントロール・ボリュームの考え方で取り込んだ $k-\varepsilon$ 2方程式乱流モデルを導出し、クリーンルームの解析に用いた。また、平岡ら²⁹⁾はナビエ・ストークス方程式に粗度要素の体積変化を考慮した時空間平均操作を行い、植物および都市キャノピー内での乱流モデルの考察を行った。

1.2.5 市街地における粗度評価

粗面上の乱流境界層内の気流性状を予測する計算手法を市街地に適用しようとする場合、地表面粗度をどのように評価するかということが問題となる。粗度要素の形状がすべて同じで、角柱や円柱のような単純な幾何学形状を持ち、分布形状も一樣であるときには、粗度要素の高さ、幅、間隔、縦横比、密度等、粗度の形状を表すパラメータの定義もしやすく、その値も明確に求めることができる。一方、市街地には種々の形状を持った粗度要素が存在し、もっとも影響が大きいと考えられる建物だけを取り上げても、その形状は多様で、水平方向だけでなく鉛直方向にも複雑な分布を示す。このように粗度形状が複雑な場合には、粗度形状をどのような尺度で評価し、定量化するかが重要となる。

もっとも基本的な粗度高さを例にとると、市街地では建物の高さが粗度高さに相当するが、その値は一定ではないので定義の仕方が問題となる。たとえば、建物高さの平均値や最大値が考えられる。建物近傍では、風速分布が建物の影響を受けて局所的に変化し、風速の時空間平均値をみても建物高さ付近で分布形状が大きく変化すること等を考えると、粗度高さの定義としては最大値の方が適しているかもしれない。ただし、周辺の建物に比べてとびぬけて高い建物が孤立して存在するときには、これを独立建物として扱うべきであるが、このような高層建物がどの程度建て込んできたときに、建物高さの最大値を粗度高さに見なすかは検討すべき課題である。建物の建て込み具合については粗度の体積密度、すなわ

ち空間内に粗度要素が占める割合で評価すればよいが、その方法にも色々あって、Counihan¹²⁾は建物の建築面積と地表面面積の比を用いて地上における値で扱っている。亀井ら³⁰⁾は平均化体積の高さを10mとして求めている。また、流体の占める割合という観点からは、村上ら²⁷⁾が空間内に空気が占める割合を用いている。地面付近の乱れの発生量については粗度形状によって変化するが、その大きさは上空の風速分布形状を決定するので、定量的な予測を行う必要がある。このとき、乱れによる剪断応力を地表面が受ける抗力として評価する場合には、O'Loughlinら¹⁴⁾のように、ある面積内に存在する粗度要素の風向方向見つけ面積で粗度形状を評価する方法がとられる。さらに、キャノピー内の風速分布を計算する場合にも粗度要素が流れ場から受ける抗力を求める必要がある。このとき、粗度の体積密度だけではなく、空気単位体積あたりに存在する粗度要素の風向方向見つけ面積によって粗度形状を計算に取り込むことが行われており、Kondoら¹³⁾は植物キャノピーに対して、鶴野ら²⁶⁾は実際の市街地に対してその値を求めている。

1.3 本研究の概要

本研究では、市街地上空における耐風設計用気流性状の予測を目的として、粗面上に発達する乱流境界層の数値計算手法の開発を試みた。新たに開発した計算手法は実際の市街地に適用し、観測結果との比較によってその有効性および適用範囲を確かめた。さらに、その手法を用いて、市街地における建物の大きさ、高さ、密度等、粗度形状によって境界層厚や平均風速、乱れの強さおよびべき指数が吹送距離方向にどのように変化するかを定量的に求め、より合理的な耐風設計用の値を示した。以下にその概要をまとめる。

第2章：複雑な形状をもつ粗面上の気流性状では、市街地のように複雑な形状をもつ粗面上に発達する乱流境界層内の気流性状を理解するために、平均風速、乱れの強さ、レイノルズ応力の鉛直分布形状について実験や観測結果をもとにその特徴を明らかにした。また、気流性状を支配する代表的な要因を幾つか取り上げ、それらの及ぼす影響を調べた。その結果、乱流境界層内の気流性状に与える影響は地表面の粗度形状がもっとも大きく、粗度形状が一様でない市街地上では気流性状が複雑に変化することがわかった。

第3章：粗度形状の違いによる気流性状の変化では、前章の結果を受けて、粗度形状による変化を知るために風洞実験を行い、一様な粗度形状をもつ粗面について、流入気流性状の影響や境界層厚さの変化、乱流境界層内の気流性状と粗度形状の関係を種々の点から調べた。

第4章：キャノピー内の気流性状では、粗面上に発達する乱流境界層を考える際に、もっとも重要となる地面付近の気流性状について調べた。とくに粗度高さ以下の層、すなわち、キャノピー内の平均風速分布について粗度ブロックを用いた実験結果を中心に考察を加えた。また、簡単な乱流モデルを用いてキャノピー内の時空間平均風速の鉛直分布形を計算し、モデル化によって現われるラフネスパラメータと粗度形状の関係を求めた。さらに、数値計算によって粗面上に発達する乱流境界層内の気流性状を求める際の問題点を検討した。

第5章：粗面上に発達する乱流境界層の数値計算では、粗面上に発達する乱流境界層の数値計算手法を示した。新たに提案した手法は実験データとの比較によって、乱流モデル、計算方法、解析領域、メッシュ分割、境界条件等について検討され、立方体粗度ブロックを用いた粗面に対し、その有効性が確かめられた。また、いくつかの計算例を用いて、乱流境界層内の平均風速の鉛直分布について考察した。

第6章：粗度要素の配列形状の違いによる抗力の変化では、気流性状に大きな影響を及ぼす地面付近の乱れの大きさを、地面境界における剪断応力によって評価した。地面境界における剪断応力は面積平均値として評価し、その値を求めるためにフロートを用いて地表面に加わる抗力を直接測定した。測定結果は他の方法による測定結果と比較を行い、直接測定法の有効性を確かめた。さらに、この方法を立方体粗度ブロックを用いた粗面に適用し、粗度要素の配列形状の違いによる抗力の変化を求めた。また、低層住宅を中心とした市街地モデルに加わる抗力の測定も行い、立方体粗度ブロックによる結果との比較を行った。

第7章：市街地における粗度形状では、特徴的な建物構成をもった市街地を3ヶ所取り上げ、建物形状を地図や航空写真から読み込み、実際の市街地における建物形状を定量的に求めて、その特徴を調べた。また、市街地のように複雑な形状をもつ粗面では、どのようなパラメータを用いて粗度形状が評価できるかを検討し、読み込んだ建物の形状データを用いて各パラメータ間の関係を調べた。

第8章：市街地上空における気流性状の3次元計算では、第5章で示した数値計算手法を用いて乱流境界層の3次元計算を行った。その際、立方体粗度ブロックを用いた粗面について、種々の粗度形状に対する抵抗係数および長さスケール（本研究ではこれをラフネスパラメータと呼ぶ）を用いて粗度評価を行い、実験結果と計算結果の比較によってそれらの値を最適化し、粗度形状との関係を求めた。次に、得られた関係を市街地のような複雑な形状をもつ粗面に応用する方法について検討した。最後に、第7章で読み込んだ実際の市街地のデータを用いて3次元計算を行い、実測値との比較を行って予測手法の有効性を検証した。

第9章：市街地における建物の密度変化に伴う風速分布の変化では、市街地上空の気流性状が地表面上の粗度要素である建物形状、とくに建物の密度によってどのように変化するかを知るために、前章までの結果を用いて計算を行った。第

7章で読み込んだ建物構成が異なる3ヶ所の実在する市街地のデータを基に、住宅を中心とする低層住宅街、低層から中高層建物が混在する地域および中高層建物が中心となるオフィスビル街という3つのモデル市街地における地表面粗度形状を仮想的に作り出し、計算に用いた。計算は各モデル市街地に対して地表面における建物密度を変えて行い、建物密度の違いによって気流性状がどのように変化するかを調べた。計算結果より境界層の厚さや平均風速、乱れの強さおよびベキ指数の吹送距離方向の変化を定量的に求め、耐風設計用の値を示した。

参考文献

- 1) 崔 恒・神田 順：風荷重評価のための平均風速と乱れの強さの鉛直分布特性, 日本風工学会誌, Vol.45, 1990.8, pp.23-43.
- 2) Kline, S. J., W. C. Reynolds, F. A. Schraub and P. W. Runstadler : The structure of turbulent boundary layers, J. Fluid Mech. Vol.30, 1967, pp.741-773.
- 3) 老川 進・若松 伸司・鶴野伊津志・上原 清：都市郊外における乱れの観測, 第12回風工学シンポジウム論文集, 1992.12, pp.37-42.
- 4) Schlichting, H., Boundary Layer Theory, McGraw-Hill Publishing Co., Inc., New York, N.Y., 1960, Chapter XXI.
- 5) Ligrani, P. M. and R. J. Moffat : Structure of transitionally rough and fully rough turbulent boundary layers, J. Fluid Mech., vol.162, 1986, pp.69-98.
- 6) Ishizaki, H. : Wind profiles, turbulence intensities and gust factors for design in typhoon-prone regions, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.13, 1983, pp.55-66.
- 7) Jensen, M. and N. Franck : Model-scale tests in turbulent wind part I, The Danish Technical Press Copenhagen, 1963.
- 8) Counihan, J. : Adiabatic atmospheric boundary layers : A review and analysis of data from the period 1880-1972, Atmospheric Environment Vol.9, 1975, pp.871-905.
- 9) 中野道雄・竹中清秀・光田寧・花房龍雄：都市上空の大気の乱れの性質について, 気象研究ノート, 119号, 1974.6, pp.133-141.
- 10) 田村幸雄・須田健一・松井源吾：設計基準風速についての一考察（建物密度の経年変化を考慮した年最大風速の均質化）, 日本建築学会論文報告集, 第400号, 1989.6, pp.101-111.
- 11) 室田達郎ら：建築物周辺気流の風洞実験に関する研究（報告書）, 1984.3, pp.53-70.
- 12) Counihan, J. : Wind tunnel determination of the roughness length as a function of the fetch and the roughness density of three-dimensional roughness elements, Atmospheric environment pergamon press, Vol.5, 1971, pp.637-642.
- 13) Kondo, J. and S. Akashi : Numerical studies on the two-dimensional flow in horizontally homogenous canopy layers, Boundary-Layer Meteor., Vol.10, 1976, pp.255-272.
- 14) O'Loughlin, E. M. and V.S.S. Annambhotla : Flow phenomena near rough boundaries, Journal of Hydraulic Research, Vol.7, No2, 1969, pp.231-250.
- 15) Counihan, J. : Simulation of an adiabatic urban boundary layer in a wind tunnel, Atmospheric environment pergamon press, Vol.7, 1973, pp.673-689.
- 16) Raupach, M. R., A. S. Thom and I. Edwards : A wind-tunnel study of turbulent flow close to regularly arrayed rough surfaces, Boundary-Layer Meteorology, Vol.18, 1980, pp.373-397.
- 17) Tutu, N. K. and R. Chevray : Cross-wire anemometry in high intensity turbulence, Jour. Fluid Mech., Vol.71, Part 4, 1975, pp.785-800.
- 18) Perry, A. E., W. H. Schofield and P. N. Joubert : Rough wall turbulent boundary layers, J. Fluid Mech. Vol.37, 1969, pp.383-413.
- 19) Marshall, J. K. : Drag measurements in roughness arrays of varying density and

- distribution, *Agricultural Meteorology*, Vol.8, 1971, pp.269-292.
- 20) Wooding, R. A., E. F. Bradley and J. K. Marshall : Drag due to regular arrays of roughness elements of varying geometry, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.5, 1973, pp.285-308.
 - 21) 村上周三・持田 灯・日比一喜 : Large Eddy Simulation による街区周辺の流れ場の解析, *生産研究*, Vol.40, No.1, 1988.1, pp.3-8.
 - 22) 坂本雄三・松尾 陽 : 2 方程式モデルによる乱流境界層の数値実験, *日本建築学会大会学術講演梗概集*, 1976.10, pp.177-178.
 - 23) J. C. ロッタ著, 大路道雄訳 : 乱流, 岩波書店, 1975, 4.4章.
 - 24) Wilson, N. H. and R. H. Shaw : A higher order closure model for canopy flow, *Journal of Applied Meteorology*, Vol.16, 1977, pp.1197-1205.
 - 25) Yamada, T. : A numerical model study of turbulent airflow in and above a forest canopy, *Journal of the Meteorological Society of Japan*, Vol.60, No.1, 1982, pp.439-454.
 - 26) 鶴野伊津志・植田洋匡・若松伸司・中村 晃 : 乱流モデルによる夜間都市境界層の形成機構の検討, *衛生工学研究論文集*, Vol.24, 1988, pp.125-137.
 - 27) 村上周三・加藤信介・B. E. ロンダー・鈴木啓泰 : 層流型クリーンルーム内の気流性状・汚染質拡散性状に関する研究 (その6), *生産研究*, Vol.40, No.1, 1988.1, pp.67-70.
 - 28) 鈴木啓泰・村上周三・加藤信介・B. E. ロンダー : 層流型クリーンルーム内の気流性状・汚染質拡散性状に関する研究 (その7) グレーチング圧力損失の k, ϵ への影響を考慮した改良型2方程式モデル, *空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集*, 1988.9, pp.717-720.
 - 29) 平岡久司・丸山 敬・中村泰人・桂 順治 : 植物群落内および都市キャノピー内の乱流モデルに関する研究 (その1) 乱流モデルの作成, *日本建築学会計画系論文報告集*第406号, 1989.12, pp.1-8.
 - 30) 亀井 勇・丸田栄蔵 : 風速の垂直分布における粗度パラメータに対する3次元粗度密度の適応について, *耐風シンポ*, 第4回, 1976, pp.53-59.

第2章 複雑な形状をもつ粗面上の気流性状

2.1 はじめに

市街地のように複雑な形状をもつ粗面上の気流性状は、耐風設計時に問題となる強風中立状態の気象条件だけを考えても種々の影響を受けて変化し、その代表的な要因として地表面の粗度形状が挙げられる。とくに、地面付近の気流性状は建物や樹木等、地表面粗度形状に大きく左右されるが、市街地では粗度要素の大きさや密度、分布が一様ではなく、粗度形状も複雑なので、場所や風向によって気流性状が変化することが多い。もっとも基本的な統計量である平均風速についてみると、その分布形状は粗面上で強風中立状態においてべき法則や対数法則で表せることが経験的に分かっている。とくに、対数法則は乱れによる剪断応力と風速勾配を理論的に結び付けて近似式を導出したものであり、粗度長によって表面粗さを取り込んでいるので、長さスケールに関する相似性を議論する際に有用な記述方法である。さて、実際に市街地で観測された平均風速の鉛直分布にこれらの方法をあてはめてみると、地面付近では平均風速の鉛直分布がべき法則や対数法則では表せないことが多い¹⁾。また、地面付近では風速分布が付近の建物の影響を直接受けるので、測定位置による変化が非常に大きい。一方、周囲の建物の高さよりも上空で、べき法則や対数法則が成り立つ領域についてみても、平均風速の鉛直分布形状は風速によって変化するという観測結果がある^{2,3)}。また、市街地における地表面の粗度形状は一様ではないので、風向によっても変化することになる⁴⁾。その他、風速の経年変化⁵⁾も報告されているが、これは地表面粗度形状の経年変化も考慮しなければならないことを示唆している。

本章では、上述のように様々な影響を受ける市街地のように複雑な形状をもつ粗面上の気流性状を知るために、実験や観測結果をもとにその特徴を明らかにする。また、気流性状を支配する代表的な要因を幾つか取り上げ、それらの影響を調べる。

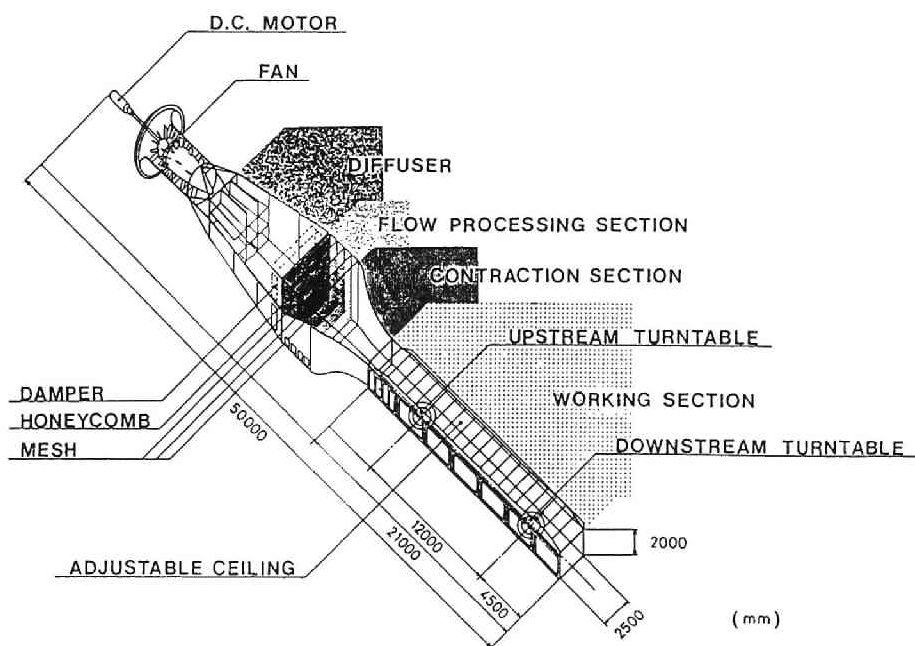


Fig.2.1 風洞概観

2.2 実験概要

(1) 風洞

実験は京都大学防災研究所構内の境界層風洞で行った。この風洞はFig.2.1に示すように単回路吹き出し型で、幅2.5m、長さ21mの測定部を持つ。天井高は1.9mから2.4mまで変化させることができ、測定胴内の静圧分布を調節することができる。風速の測定は、地表面の粗度形状を模したラフネス^{注1}を測定胴床面に敷きつめて乱流境界層を発達させることにより行った。風速は0.2m/sから25.0m/sまで連続的に変えることができ、流入気流はほぼ一様で、乱れの強さは非常に小さく、測定胴風上端から2.0m風下で0.4%以下である。なお、風洞の性能に関する詳細は文献6)を参照されたい。座標系はFig.2.2に示すように、ラフネス前縁中央から主流方向にx軸を、主流直角水平方向にy軸を、鉛直方向にz軸

注1 ここでは、表面形状あるいは表面形状を意識した固体表面そのものを指し示す言葉としてラフネスを用いる。すなわち、草原や畑、森、市街地、あるいは風洞内において人工芝やブロック等、表面形状の違いを意識して固体表面を表す場合にラフネスという。なお、英語のroughnessはこのような意味に用いられる場合もあるが、通常は粗度、すなわち、固体表面の粗さの程度を指すことが多い。また、単に表面が粗い固体表面を表す場合には粗面、rough surface という言葉を使う。

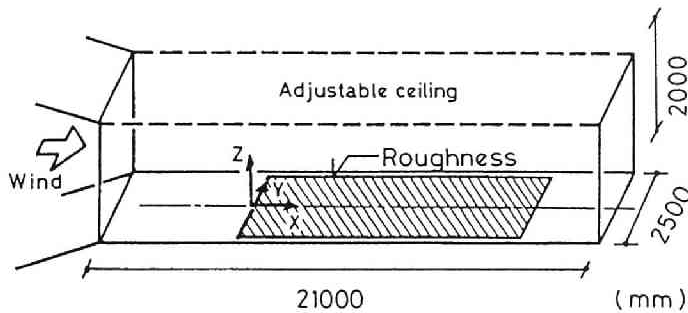


Fig.2.2 ラフネスの配置および座標系

をとる。また、風速の x, y, z 軸方向成分の時間平均値をそれぞれ u, v, w とし、瞬間値と時間平均値との差（変動成分）をそれぞれ u', v', w' とする。

(2) 測定および解析方法

風速の測定はX型熱線風速計を用いて行い、 x および z 軸方向成分を求めた。熱線風速計からの出力はFig.2.3に示すように熱線風速計からの出力をA/D変換し、波形解析器によって数値的に解析を行った。測定に際しては、温度補償プローブによって測定部の温度変化を同時に測定し、温度補正を行った。また、比較対象となる自然風は強風中立状態を想定しているので、風洞床面を熱したり、温度成層を作る等熱的な調整は一切行っていない。 $z=700\text{mm}$ に設置したピトー管により、乱流境界層上部の自由流中における速度圧をマノメータによって読みとり、実験時に基準となる自由流の平均風速 U_0 （以後主流風速と呼ぶ）を求めた。測定胴内の圧力分布は測定胴壁面、高さ1.2mに開けた測定孔と実験室中の静圧との差により求めた。

(3) ラフネス

実験には市街地模型をラフネスとして用いた。この市街地模型は縮尺1/250の木製で、ある都市の一部を厚さ12mmの合板上に $2.3 \times 9.6\text{m}^2$ の大きさに再現したものである。ラフネスはPhoto.2.1に示すように測定胴風上端より5.6mの地点から敷き詰め、模型の載った合板をボルトで風洞床面に固定した。モデル化した範囲には、1,2階建ての住宅、あるいは4,5階建ての団地等が主に立ち並び、6~8階建てのビルが点在している。

(4) 実験条件

実験時の主流風速 U_0 は風速の影響を調べる実験を除いて、全て約10m/sとした。また、流れ方向の圧力勾配の影響を調べる実験を除いて、測定胴内の静圧は一定となるように天井高を調節した。

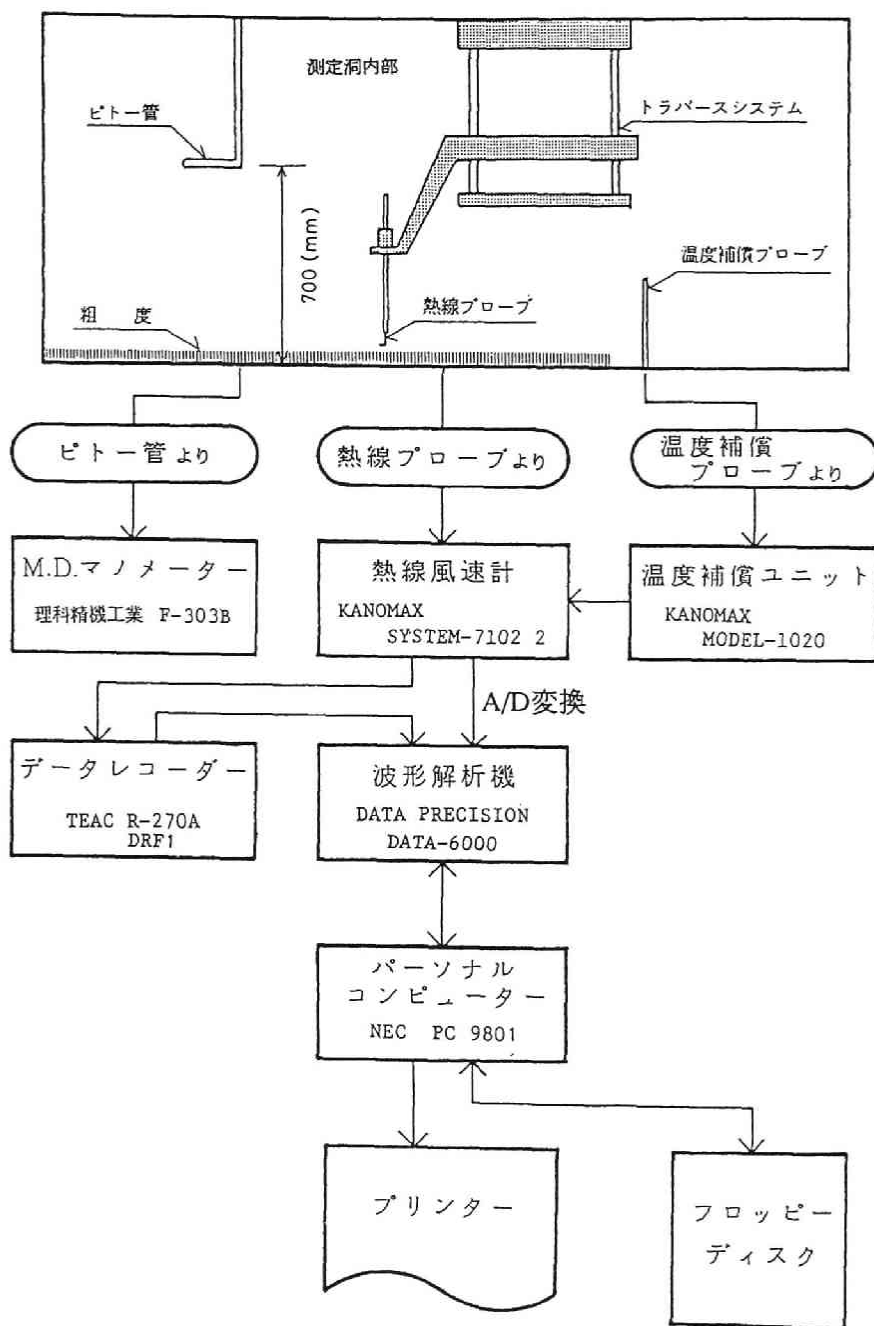


Fig.2.3 風速測定の概要

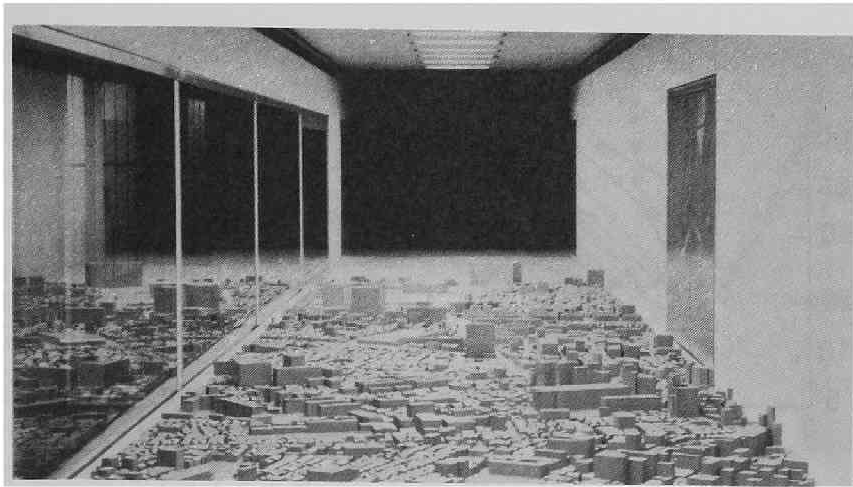


Photo 2.1 市街地模型

2.3 結果と考察

2.3.1 平均風速の鉛直分布

まず、市街地上に発達する乱流境界層内の気流性状の特徴を、風洞実験結果を例にとって検討する。Fig.2.4には x 軸方向の平均風速 u 、 x および z 軸方向の乱れの強さ $\sqrt{u'^2}/u$ 、 $\sqrt{w'^2}/u$ 、 x および z 軸方向の変動風速成分によるレイノルズ応力 $-\rho\overline{u'w'}$ （以後、簡単にレイノルズ応力と呼ぶ）の代表的な測定例を示す。図において、高さ z は境界層厚 δ で、平均風速は U_0 で、レイノルズ応力は ρU_0^2 でそれぞれ無次元化してある。また、縦軸は地面付近の変化がよくわかるように対数目盛りで示してある。ここで、 ρ は空気密度、上つきの横線は時間平均を表し、境界層厚 δ は平均風速が主流風速の99%に達する高さとして定義する。

Fig.2.4より平均風速は高度が上がるに従って大きくなるが、その分布形状は $z/\delta=0.1$ 付近を境に大きく変化する。それより上方では片対数グラフ上ではほぼ直

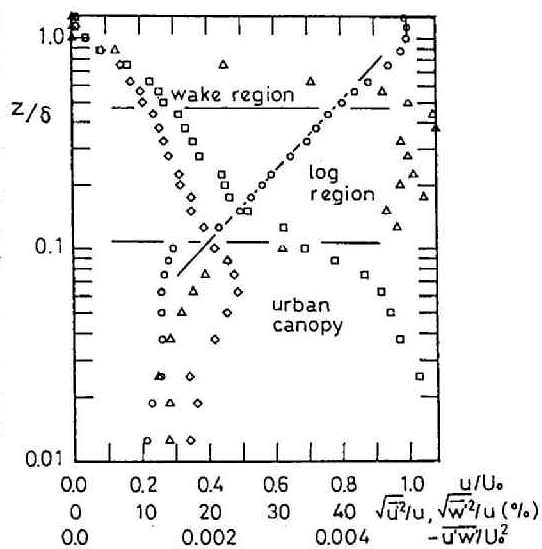
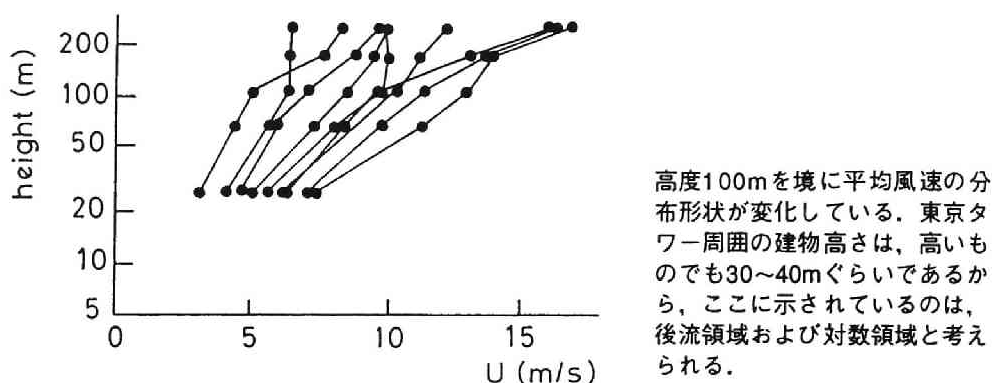


Fig.2.4 市街地模型上に発達した乱流境界層内の気流性状；○： u/U_0 ，□： $\sqrt{u'^2}/u$ ，◇： $\sqrt{w'^2}/u$ ，△： $-\overline{u'w'}/U_0^2$ ， $x=9.6\text{m}$ ， $y=-0.13\text{m}$ 。

Fig.2.5 東京タワーにおける平均風速の鉛直分布形状 (関根⁸⁾による)

線分布し、さらに $z/\delta=0.5$ 付近で直線分布からずれる。平均風速の鉛直分布を片対数グラフに描いたときに、直線近似できる領域が存在することは乱流境界層の一つの特徴で、通常この部分の風速分布は式(2.1)に示す対数法則で近似されることが多い。

$$u = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left(\frac{z - d_0}{z_0} \right) \quad \text{..... (2.1)}$$

ここで、 u_* は摩擦速度、 z_0 は粗度長、 d_0 は零面変位で、地表面の粗度、すなわち粗さの程度によってその値は変化する。また、 κ はカルマン定数と呼ばれ乱流境界層では通常0.4とする。

対数法則が成り立つ領域では、図に示されるように無次元化されたレイノルズ応力 $-\overline{u'w'}/U_0^2$ が高さ方向にほぼ一定となる。また、乱れの強さは地面に近づくほど大きくなり、 x, z 方向成分はそれぞれ約30, 20%に達している。この領域よりも上方における平均風速の対数法則からのずれをColes⁷⁾は wake function で補い、この領域を wake region (ここでは後流領域と訳す) と呼んでいる。後流領域では、レイノルズ応力および乱れの強さは高度が上がるほど小さくなっている。一方、対数領域よりも下方 $z/\delta \approx 0.1$ 以下では、平均風速、乱れの強さ、レイノルズ応力の分布形状は著しく変化する。このような急激な変化は実測においても観測されており⁹⁾、その高さは測定位置の風上側にある粗度要素の代表的な高さに対応している。森や林、あるいは農作物の内部で気流性状が局所的な粗度要素の影響を直接受け、測定位置により変化するような地面付近の層をキャノピーと呼ぶが、対数領域よりも下のこの層は市街地におけるキャノピーとみなせる。

このように、市街地上空の気流性状は特徴の異なる3つの層に分けて考えるこ

とができる。実際、Fig.2.5に示す東京タワーにおける観測例⁸⁾にもみられるように、上空における平均風速の対数分布からのずれは自然風中でも存在する。ただし、大気境界層の上層部では圧力勾配やコリオリ力の影響が入ってくるので、風洞内と条件が全く同じであるとはいえない。したがって、後流領域の実験結果が自然風に対応するかどうかについては検討の余地がある。一方、地面付近の気流性状に関しては、建物の周辺気流という形で風速変化や強風領域の研究が行われている。それらの結果を見ると、平均風速の鉛直

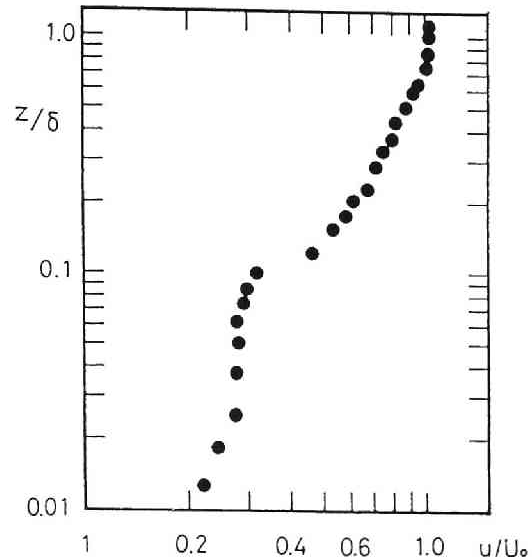


Fig.2.6 市街地模型上の平均風速の鉛直分布形状 ($x=9.6\text{ m}$, $y=-0.13\text{ m}$, 両対数軸にプロット)

分布形状は粗度要素の影響を受けて測定位置により変化する。そのため、市街地キャノピー内の気流性状の一般的な特徴を抽出するためには、系統だてた測定が必要と考えられるが、そのような観測はこれまで行われていないようである。

さて、気流性状を表す種々の統計量のうち、平均風速の値は建物の耐風設計上もっとも重要なものの一つである。Fig.2.4に示す平均風速の鉛直分布形状を両対数グラフにプロットするとFig.2.6のようになり、 $z/\delta \cong 0.1$ 以上ではほぼ直線分布を示し、式(2.2)で表されるべき法則で近似することができる。

$$\left(\frac{z}{z_r}\right) = \left(\frac{u}{u_r}\right)^\alpha \dots\dots\dots (2.2)$$

ここで、 z_r は基準高度で10mとすることが多い。 u_r は基準高度における平均風速、 α はべき指数である。

このように、べき法則は対数領域だけでなく、後流領域における風速分布もほぼ近似できるので、その適用範囲は対数法則よりも高高度に及ぶ⁹⁾。また、分布形状を表すパラメータもべき指数のみで使いやすく、耐風設計用の規準風速を求める際に用いられることが多い。これまで、種々の地面における粗度長や摩擦速度、べき指数の値を求めるために数多くの観測や実験がなされている。過去に行われた種々の観測例をまとめた結果^{10,11)}を見ると、地表面粗度形状によって平均風速の鉛直分布形状は変化し、一般に z_0 , u_* および α の値は、粗度要素が大きくなるほど大きくなる傾向がある。Fig.2.4および2.6から求めた z_0 , u_* , α および乱れ

の強さは、市街地上空での観測結果とほぼ同様な値を示している。ただし、観測結果は市街地のように粗度要素が大きくなって、複雑な形状をもつようになると測定値のばらつきが大きくなる。このばらつきの原因としては種々のものが考えられるが、強風中立状態の気象条件においては風速、圧力勾配、測定地点の風上側の粗度形状の違いが代表的なものとして挙げられる。そこで、以下にそれらの要因がそれぞれどのような影響を及ぼすか、実験結果を中心に検討する。

2.3.2 風速の影響

境界層厚 δ が風速によって変化する様子を Fig.2.7 に実線で示す。図に示されるように境界層厚は風速が大きくなると僅かながら厚くなり、滑面上に発達する乱流境界層で風速が大きくなると境界層厚が薄くなるのとは反対の傾向をもつ。乱流境界層内の平均風速および乱れの強さをみると、Fig.2.8 に示すように δ および U_0 で無次元化した場合、 $U_0=2\sim 15$ m/s の範囲で対数領域以上で平均風速および乱れの強さは風速によらずほぼ同様な鉛直分布形状を示す。ただし測定結果をよくみると、地面近くでは風速によって多少変化し、無次元化した風速 u/U_0 は U_0 とともに大きくなり、乱れの強さは小さくなる傾向を示す。対数領域での粗度長 z_0 、およびべき指数 α は、Table.2.1 に示すように風速が上がると小さくなる傾向を示し、自然風中で観測されたべき指数の風速による変化と同様な傾向を示す^{2,3)}。

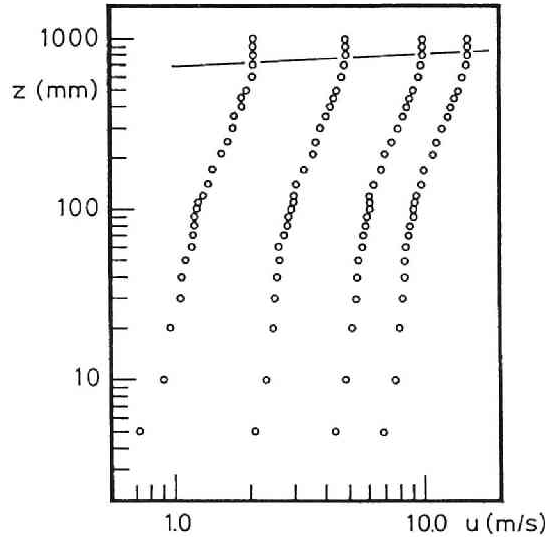


Fig.2.7 風速による境界層厚の変化,
 $x=10.9$ m, $y=0.0$ m.

Table.2.1 対数領域における粗度長 z_0 べき指数 α の風速による変化, $x=72$ m, $y=0.0$ m.

U_0 (m/s)	2.0	5.0	10.0	15.0
z_0 (mm)	3.5	3.2	3.0	2.1
u_* / U_0	.070	.072	.068	.064
α	.28	.26	.25	.24

2.3.3 圧力勾配の影響

Klineら¹²⁾の実験結果に示されるように、平板上に発達する乱流境界層内の気流性状は流れ方向の圧力勾配によって変化し、圧力勾配が小さくなるにしたがって、高さ方向の風速変化および乱れが小さくなる傾向がある。したがって、風洞

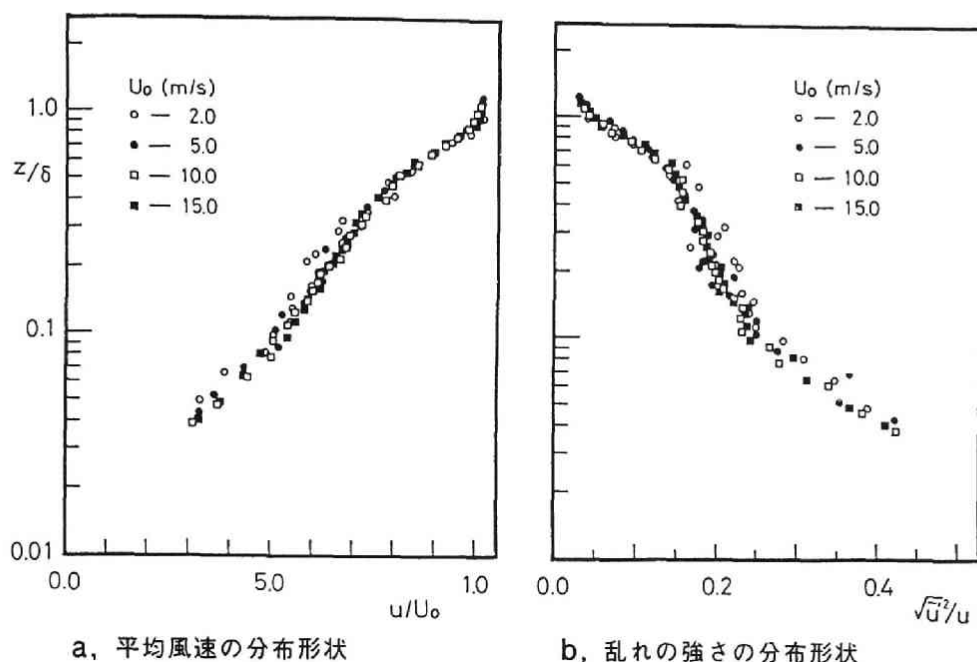


Fig.2.8 風速による境界層厚内の気流性状の変化, $x=7.2\text{m}$, $y=0.0\text{m}$, $U_0=10.0\text{m/s}$.

実験を行なう際には圧力勾配の影響を考慮しなければならない。ここでは、風洞内の x 軸方向の静圧勾配を変化させて、圧力勾配が市街地模型上の平均風速の鉛直分布にどのような影響を及ぼすかを調べた。Fig.2.9に示すように測定胴の天井高さを四種類設定し、正の圧力勾配を持った場合Up (図a), 圧力勾配が無い場合Adjust (図b), 負の圧力勾配を持った場合Flat (図c), 測定部分の負の圧力勾配がFlatよりも小さい場合Down (図d) について測定を行った。境界層厚さの圧力勾配による変化はFig.2.10に示すように、今回実験を行った範囲では圧力勾配 dP/dx が増加するにしたがって境界層の厚さは僅かではあるが、増加する傾向がある。 $dP/dx=0$ の場合に、境界層厚 δ と吹送距離 x との関係を求めると、

$$y = 0.0\text{m} \quad \text{において} \quad \delta = 0.21x^{0.56} \quad \dots\dots\dots (2.3)$$

$$y = -0.13\text{m} \quad \text{において} \quad \delta = 0.17x^{0.64} \quad \dots\dots\dots (2.4)$$

となり、測定位置により境界層の発達の様子は多少異なるものの、境界層の厚さは吹送距離の約0.6乗に比例して増加する。この関係は、圧力勾配が存在する場合もほとんど同じである。平均風速 u の鉛直分布形状はFig.2.11に示すように圧力勾配によって変化する。 $z=100\text{mm}$ 前後までは市街地キャノピーで、Adjust,

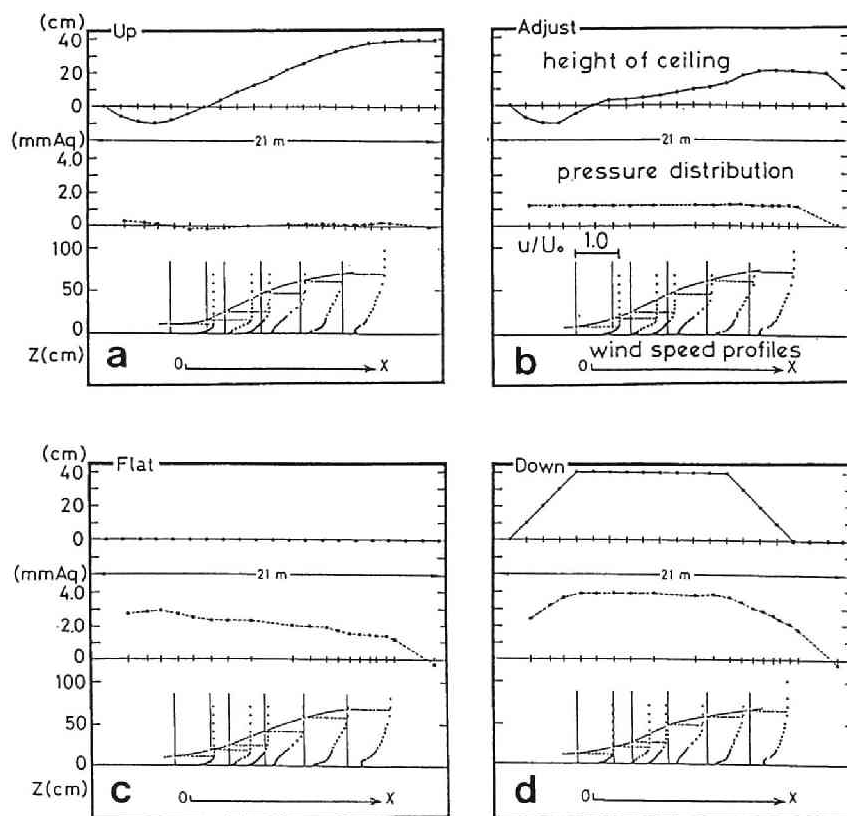


Fig.2.9 測定胴の天井高さおよびx軸方向の圧力分布

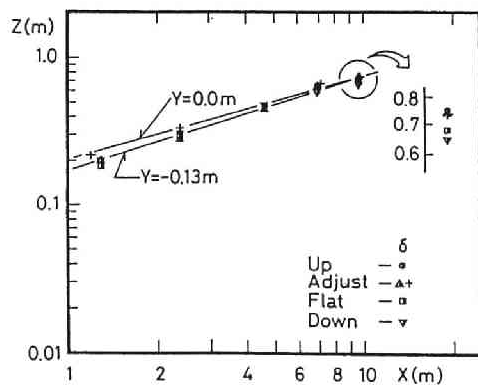


Fig.2.10 圧力勾配による境界層厚の変化

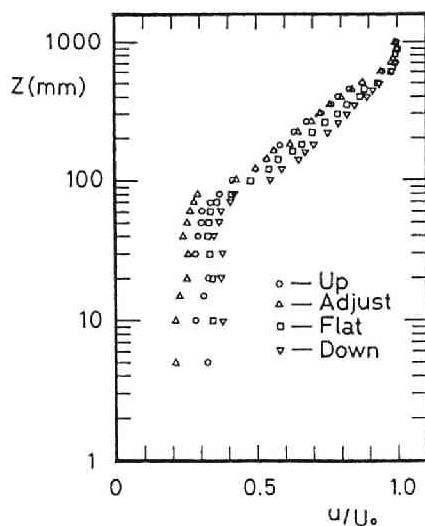
Fig.2.11 圧力勾配による平均風速の鉛直分布形状の変化, $x=9.6m, y=-0.13m$.

Table 2.2 対数領域における粗度長 z_0 , 摩擦速度 u_* ,
べき指数 α の圧力勾配による変化, $x=9.6\text{m}$, $y=-0.13\text{m}$.

	Up	Adjust	Flat	Down
dP/dx (mmAq/m)	0.036	0.0	-0.114	-0.434
z_0 (mm)	20	18	13	9
u_* (m/s)	1.04	1.04	1.00	0.90
α	0.38	0.36	0.33	0.31

Up, Flat, Downの順に U_0 で無次元化した風速は大きくなる. それよりも上層ではUpとAdjustがほぼ同様な分布形状を示すが, Flat, Downの順に, すなわち dP/dx の値が減少するにしたがって主流風速で無次元化した風速は大きくなる. また, 後流域における対数分布からのずれは, dP/dx の値が減少するにしたがって, 小さくなり, 負の圧力勾配がもっとも小さいDownでは, 平均風速の鉛直分布形状が境界層の上端まで対数法則で近似できるようになる. 対数領域における平均風速の鉛直分布を対数法則およびべき法則で近似し, 粗度長, 摩擦速度, べき指数を求め測定位置付近の圧力勾配とともに示すとTable.2.2のようになる. 表より, dP/dx の値が減少するにしたがって粗度長, 摩擦速度およびべき指数の値も減少し, 空力的により”滑らか”な粗度となり, 平板上に発達する乱流境界層の場合と同様な傾向を示す.

台風や低気圧による強風時に, 境界層上空の傾度風高度で風は等圧線にほぼ平行に吹いていると考えられるので, 流れ方向の圧力勾配はほとんど無視できる. 上に述べたように乱流境界層内の気流性状は圧力勾配の影響を受けるので, 中立強風状態の自然風を風洞内で再現する際には, 測定胴内の圧力勾配をできるだけ無くして実験を行った方がよい. この様な観点から, 本研究では原則として測定胴内の静圧が流れ方向に一定な場合の実験結果を扱う. 圧力勾配がある場合にはその旨記述し, その影響を考慮する.

2.3.4 風上側の粗度形状の影響

市街地のように粗度形状が一様でない場合には, 測定位置によって平均風速の鉛直分布形状が変化する. Fig.2.12に測定位置による変化を示す. 図aに示されるように $x=1.2\text{m}$ のとき, $y=0$ および -0.75m の測定位置では境界層が約20cmまで発達しているが, $y=0.3\text{m}$ の測定位置では約50cmに達する. これは, $y=0.3\text{m}$ の測定位置の風上側 $x=0.2\text{m}$ 付近に高さ約20cmの建物があって, 流れが遮られるために風速の減少が上方まで及んでいるからである. 境界層上層部におけるこの差は図cにおいても見られ, この建物の影響が $x=4.65\text{m}$ にまで及んでいることが

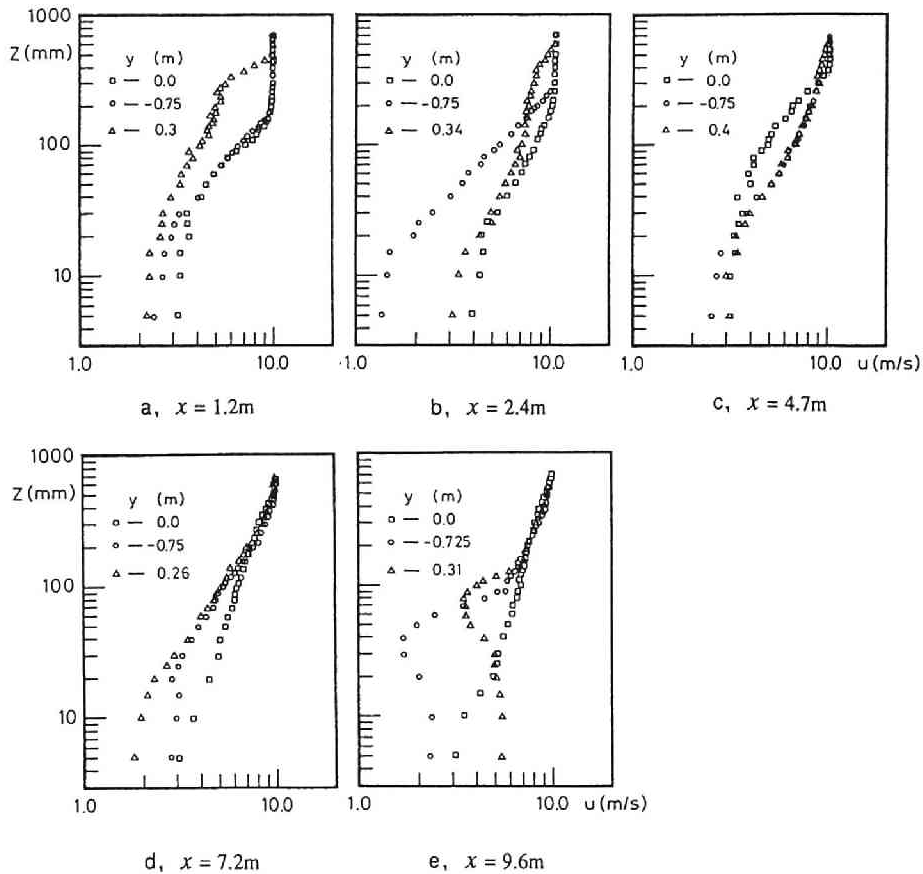


Fig.2.12 測定位置による平均風速の鉛直分布形状の変化

わかる。一方、境界層が発達し、粗度の高さにくらべて境界層が十分厚くなると、たとえ地面付近で平均風速の鉛直分布が局所的に変化しても、上層部における風速分布形状は測定位置によらずほぼ一定になってくる。たとえば、図e ($x = 9.6\text{m}, y = -0.725, 0.31\text{m}$) に見られるように平均風速は地面付近で異なるが、上層部ではほぼ同様な分布形状をもつようになる。

2.4 まとめ

市街地のように複雑な形状をもつ粗面上の気流性状を実験結果をもとに検討すると、乱流境界層はその気流性状によって以下のような特徴の異なる3つの層に分かれる。

- 1) 市街地キャノピー：もっとも地面に近い層で、気流性状は局所的な粗度

要素の影響を直接受け、測定位置によりかなりの差を生じる。

- 2) 対数領域：市街地キャノピーの上にある領域で、接地層に相当する部分であり、ここでは平均風速の鉛直分布形状が対数法則で近似できる。また、レイノルズ応力が高さ方向にほぼ一定となり、乱れの強さは地面に近いほど大きい。
- 3) 後流領域：対数領域の上、風速分布が対数法則から外れる領域で、レイノルズ応力および乱れの強さは高度が上がるほど小さくなる。

以上3つの層のうち市街地キャノピー内の気流性状については、現在のところ自然風中での風速分布に関する系統だてた測定例が少なく、一般的な特徴はよくわかっていない。また、上層の後流領域についても、自然風中ではコリオリ力等が働き、実験結果が実際に適用できるかどうかについては検討の余地がある。しかし、耐風設計上もっとも重要になってくる対数領域、すなわち、接地層における研究は多く、実験結果も実際の観測とほぼ同様な性状を示す。ただし、市街地で行われた観測結果には測定場所によって、あるいは、同一地点においても風向や風速によってかなりのばらつきが見られる。これは複雑な粗度形状をもつ市街地の特徴といえるが、その主な原因としては、風速、圧力勾配、測定地点の風上側の粗度形状の影響が考えられる。そこで、これらの要因がそれぞれどのような影響を及ぼすか、実験結果を中心に検討を加えた。その結果をまとめると実験を行った範囲で以下のようなことがわかった。

- 1) 風速の影響：境界層の厚さは風速が大きくなると厚くなる傾向があり、風速が大きくなると対数領域での粗度長およびべき指数の値は小さくなる。ただし、主流風速で無次元化した摩擦速度はほぼ一定で、対数領域以上で平均風速および乱れの強さの鉛直分布形状は風速によらずほぼ相似である。地面近くでは風速によって多少の変化がみられ、無次元化した風速は風速とともに大きくなり、乱れの強さは小さくなる傾向を示す。
- 2) 圧力勾配の影響：流れ方向の圧力勾配が増加するにしたがって、境界層の厚さは僅かではあるが厚くなる傾向がある。流れ方向の境界層厚の変化は圧力勾配によらず吹送距離の約0.6乗に比例して増加する。平均風速の鉛直分布形状は圧力勾配によって変化し、対数領域以上では圧力勾配が小さくなるにしたがって主流風速で無次元化した風速は大きくなり、粗度長およびべき指数の値も減少する。また、後流領域における対数分布からのずれも小さくなる。
- 3) 風上側の粗度形状の影響：気流性状は主に風上側の粗度形状の影響を受ける。市街地のように粗度形状が一様でない場合には、測定位置によって平均風速の鉛直分布は変化する。特に地面付近では風上側の粗度形状の影響を直接受け、平均風速の鉛直分布は局所的に変化する。ただし、境界層が発達し、粗度要素の高さにくらべて境界層が十分厚くなると、上層部

における風速分布形状は測定位置によらずほぼ一定になってくる。

以上、市街地のように複雑な形状をもつ粗面上の気流性状が持つ特徴とその変化を比較すると、風上側の粗度形状が及ぼす影響がもっとも大きく、粗度形状と気流性状の関係を知らることが重要である。また、圧力勾配によって気流性状は変化するが、強風中立時に自然風中における流れ方向の圧力変化は小さいと考えられるので、実験によって自然風を再現する場合にはできるだけ流れ方向の圧力勾配を無くすようにした方がよい。

参考文献

- 1) たとえば、中野道雄,竹中清秀,光田寧,花房龍雄：都市上空の大気の乱れの性質について,気象研究ノート,119号,1974.6,pp.133-141.
- 2) 石崎澁雄：風のプロファイルの変動について,日本建築学会大会学術講演梗概集,1981, pp.1007-1008.
- 3) 足立一雄・前田潤滋・牧野 稔：強風時における乱れのスケールおよび乱れの強さの鉛直方向分布特性について,第8回風工学シンポジウム論文集,1984, pp.19-24.
- 4) たとえば, Stig Karlsson : The applicability of wind profile formulas to an urban-rural interface site, Boundary-layer Meteorology, 1986.2, Vol.34, pp.333-355.
- 5) 田村幸雄・須田健一・松井源吾：設計基準風速についての一考察（建物密度の経年変化を考慮した年最大風速の均質化）,日本建築学会論文報告集,第400号,1989.6, pp.101-111.
- 6) 石崎澁雄・桂 順治・谷池義人：新設の風工学用境界層風洞について,京都大学防災研究所年報, Vol.26 B-1, 1983, pp.313-322.
- 7) Coles, D. : The Law of the wake in the turbulent boundary layer, J.Fluid Mech. Vol.1. part 4, 1967, pp.741-773.
- 8) 関根 孝：市街地上の風速と温度（環境工学における市街地風の変動とその影響に関する総合研究-その1）,日本建築学会関東支部梗概集,38回,1967.6, pp.21-24.
- 9) Ben, L. Sill : Turbulent boundary layer profiles over uniform rough surfaces, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.31, 1988, pp.147-163.
- 10) Counihan, J. : Adiabatic atmospheric boundary layers : A review and analysis of data from the period 1880-1972, Atmospheric Environment Vol.9, 1975, pp.871-905.
- 11) 崔 恒・神田 順：風荷重評価のための平均風速と乱れの強さの鉛直分布特性,日本風工学会誌, Vol.45, 1990.8, pp.23-43.
- 12) Kline, S. J., W.C.Reynolds, F.A.Schraub and P.W.Runstadler : The structure of turbulent boundary layers, J. Fluid Mech. Vol.30, 1967, pp.741-773.

第3章 粗度形状の違いによる気流性状の変化

3.1 はじめに

第2章で示したように、地面上に発達する乱流境界層内の気流性状は種々の要因によって変化する。特に、地表面の粗度形状の影響は大きく、粗度要素の形、配列、密度、分布等色々な要因が考えられ、粗度形状が一様でない市街地上では気流性状も複雑に変化する。この粗度形状と気流性状の関係を調べるために風洞実験が行われることが多いが、通常、実験は一様な形状をもつ粗面上に乱流境界層を発達させて行われ、風工学の分野でもJensenら¹⁾以後、種々の粗度形状について研究が行われてきた。このとき、耐風設計等に必要な統計量のうちでもっとも基本となる平均風速の鉛直分布に関する測定結果についてみると、そのほとんどが粗度高さ以上のべき法則や対数法則が成り立つ領域、すなわち、接地層とみなせる領域についてまとめられている。たとえば、Counihan²⁾はプラスチックのブロックを用いた風洞実験を行い、Kondoら³⁾は形の異なる粗度要素を用いた風洞実験結果を用いて粗度長や零面変位と粗度密度との関係を求めた。これらの結果をみると、平均風速の鉛直分布形状は粗度要素の密度や形によって変化し、粗度長はある密度で最大値をとり、零面変位は密度とともに大きくなって粗度高さに近づく。

一方、流れ場の形成を力の釣合から考えると、流れ方向に圧力勾配が小さい場合には乱流境界層内の力の伝達は、ほとんどが乱れによる剪断応力の形で行われ、その大きさは上空の気流性状を決定する大きな要因となる。対数法則が成り立つ領域では剪断応力の大きさが鉛直方向に一定とみなすことができるので、対数領域の下方境界における剪断応力の値は気流性状を知る上で重要となる。このとき、下方境界の剪断応力はそれより下方、地面付近で発生する乱れによって生じるので、地面付近の気流性状と粗度形状の関係を知らねばならない。

本章では、種々のラフネスを用いた風洞実験結果を中心に、粗度形状と乱流境界層内の気流性状の関係を調べ、粗度形状が境界層の発達や風速分布形状の変化に及ぼす影響を調べた。

3.2 実験

(1) 概要

実験、測定および解析方法は第2章に示した通りである。ここでは、できるだけ粗度形状による影響だけを取り出すために、以下のような条件で実験を行った。すなわち、粗度形状の変化による影響を除くために一様な粗度形状をもったラフネスを用いた。風速による影響がないように、主流風速 U_0 はすべて約10m/sで行った。圧力勾配の影響がないように、流れ方向の圧力勾配 dP/dx が零となるように測定胴内の天井高さを調節した。

(2) ラフネス

実験には人工芝および木製の立方体粗度ブロックを使ったラフネスを用いた。また、比較のため床面にラフネスを敷かない場合の測定も行った。各ラフネスの詳細は以下の通りである。



Photo.3.1 人工芝の形状

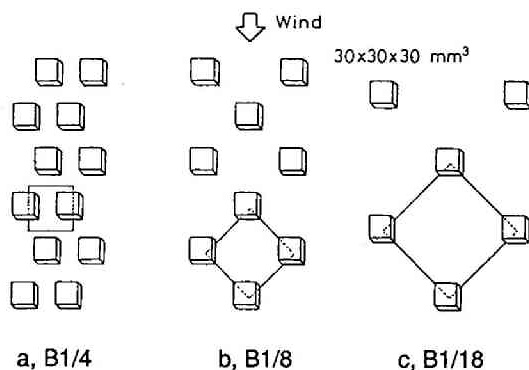


Fig.3.1 立方体粗度ブロックを用いたラフネスの形状

人工芝

毛足が12mmのナイロン製でPhoto.3.1に示すような形状をしており、両面接着テープで風洞床面に密着した。敷き詰めた範囲は測定胴前縁からと、5.9m風下側から敷きつめた2通り（それぞれAT1, AT2と呼ぶことにする）である。実験時に人工芝の毛は前縁部で僅かに振動するのが観察されたが、それ以外の部分での振動はほとんどなかった。

立方体粗度ブロックを用いたラフネス

Fig.3.1に示すような木製の立方体を粗度要素として厚さ9mmのベニヤ板上に千鳥状に配置したもので、粗度体積密度（ここでは粗度要素の体積 V_r 、粗度要素1個あたりの床面積 S および粗度要素の高さ h を用いて $\rho_r = V_r / S h$ と定義し、単位体積中に粗度要素の占める割合を表す） $\rho_r = 1/4, 1/8, 1/18$ （それぞれB1/4, B1/8, B1/18と呼ぶことにする）の3種類について実験を行った。なお、ラフネスの

Table.3.1 各ラフネスにおける実験条件

data name	symbol	roughness	ρ_r	h (mm)	area of roughness (m)	δ_i (mm)
FL	●	none	0	0	0 - 21.0	0
AT1	■	artificial turf	—	12	0 - 18.0	0
AT2	□	artificial turf	—	12	5.9 - 21.0	140
B1/4	▲	cubic blocks	1/4	30	8.9 - 18.1	170
B1/8	▼	cubic blocks	1/8	30	8.9 - 19.9	170
B1/18	◆	cubic blocks	1/18	30	8.9 - 19.9	170

ラフネスの設置位置は測定胴前縁からの距離を、 δ_i はラフネスの風上前縁における乱流境界層の厚さを表す

設置位置はTable.3.1に示すように、ラフネスの形状によって少しずつ異なる。そのため、前縁部における乱流境界層の厚さ δ_i も異なっている。各ラフネスに対する実験条件をTable.3.1にまとめる。

3.3 測定結果

3.3.1 乱流境界層の構造

Fig.3.2a~dに各ラフネス上での測定結果を示す。第2章と同様に、図において高さ z は境界層厚 δ で、平均風速は主流風速 U_0 で、レイノルズ応力は ρU_0^2 でそれぞれ無次元化してある。また、縦軸は地面付近の変化がよくわかるように対数目盛りで示してある。

風洞床面には微少な凹凸が存在するが、人工芝や立方体ブロックを用いたラフネスに比べるとほとんど滑面とみなすことができる。滑面上に発達する乱流境界層に関するこれまでの研究結果⁴⁾を簡単にまとめると、床面は空気の粘性によって摩擦力を受け、その反力が上部の空気層に加わる。この反力は風速を減少させる向きに働き、床面のすぐ上では粘性による剪断力がこれと釣り合う。この粘性が支配的な粘性低層の上には、対数領域との間に緩和層があり、この緩和層を境に剪断力は粘性によるものから、その大部分が乱流拡散、すなわち、乱れによる鉛直方向の運動量の交換によって上方に伝えられるようになる。対数領域における鉛直方向の運動量の交換量は、 x, z 軸方向の変動風速成分によるレイノルズ応力 $-\rho \overline{u'w'}$ で与えられるが、これは $-\overline{u'w'}$ の測定により求めることができ、対数領域ではこの値が鉛直方向にほぼ一定となる。Fig.3.2aに示すように、滑面上では粘性低層および緩和層の厚さは境界層厚に対して非常に薄く、今回の実験におけ

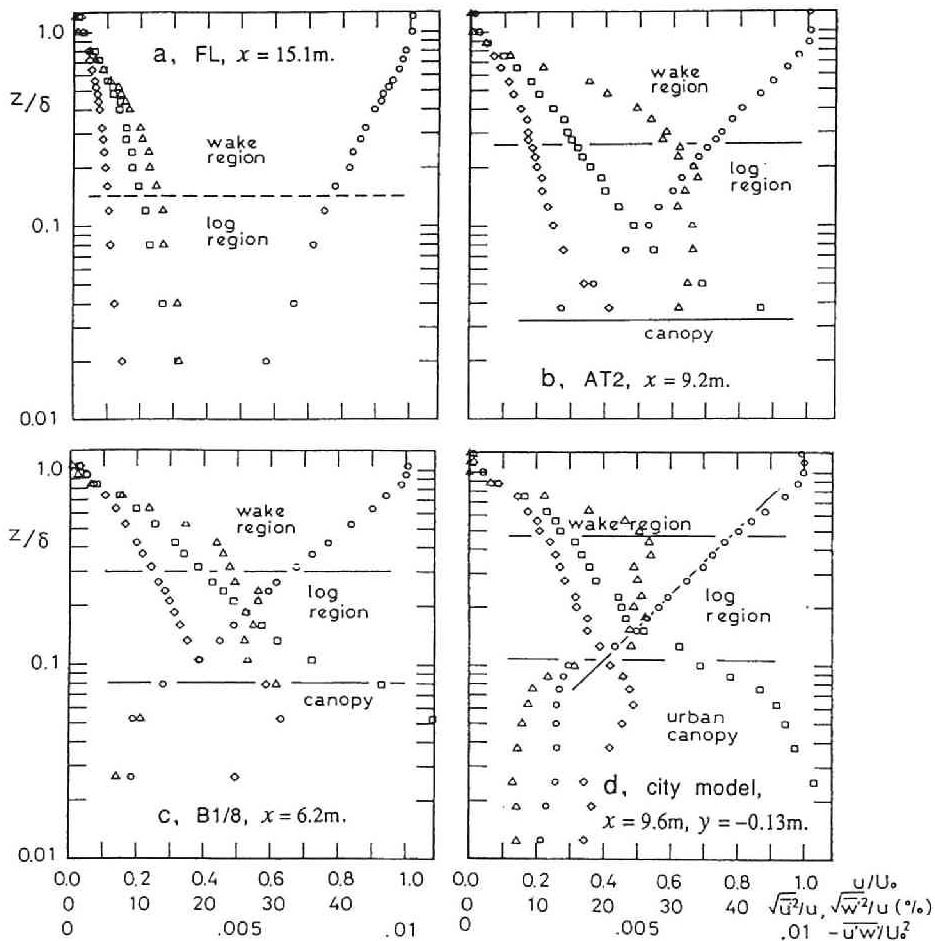


Fig.3.2 乱流境界層内の気流性状, ○: u/U_0 , □: $\sqrt{u'^2}/u$, ◇: $\sqrt{w'^2}/u$, △: $-\overline{u'w'}/U_0^2$, 市街地模型以外は $y=0.0\text{m}$.

るもっとも床面に近い測定点でさえも対数領域内にあった。また、レイノルズ応力が鉛直方向にほぼ一定となる範囲に10~20%の相違を容認すると、図より対数領域は境界層厚さの10~20%である。一方、人工芝や立方体ブロックを用いたラフネスのように表面が粗い場合、床面に働く力は摩擦力だけでなく、粗度要素に加わる圧力に起因する抗力を含む。通常この抗力は摩擦力にくらべて十分大きい。また、床面上の粗度要素は粘性低層の厚さにくらべて十分大きいので、滑面上に見られるような粘性低層や緩和層は存在しない。結局、粗面が流れから受ける力は床面や粗度要素の表面摩擦力、および粗度要素に加わる抗力の和となり、その反力が上空の空気層に伝えられ、その影響は上空の気流性状に反映される。

人工芝および立方体ブロックを用いたラフネス上に発達した乱流境界層はFig.

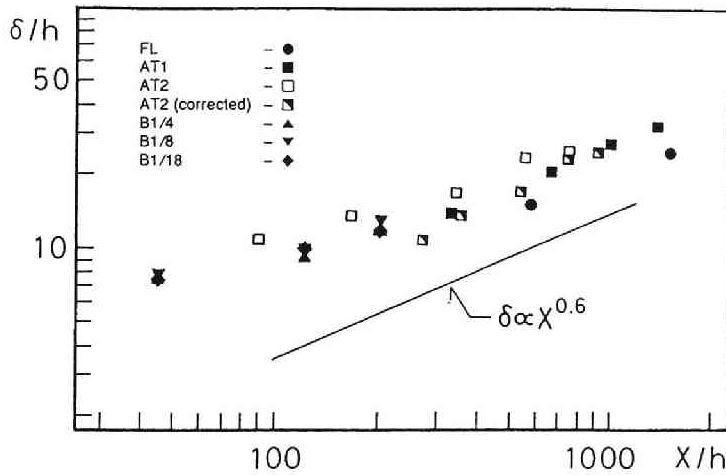


Fig.3.3 吹送距離と境界層厚の関係

3.2b,cに示すように、ラフネスの無い風洞床面にくらべて床面付近における乱れが大きく、 x, z 軸方向の乱れの強さ $\sqrt{u'^2}/u$, $\sqrt{w'^2}/u$, および無次元化したレイノルズ応力 $-\overline{u'w'}/U_0^2$ の値も大きくなる。また、平均風速 u の鉛直方向の変化は大きく、床面付近の u/U_0 は小さくなる。人工芝の場合は、毛足がかなり密に植えられており、その内部で風速の測定はできなかったもので、キャノピー内の気流性状についてはわからないが、Fig.2.3cに示す立方体ブロックを用いたラフネスでは、乱流境界層内の風速分布がFig.2.3dに示す市街地模型の場合と同様に、地面に近い方からキャノピー、対数領域、後流領域の3つの部分に分けて考えることができる。なお、対数領域の厚さは人工芝で境界層厚の約25%、立方体ブロックを用いたラフネス、粗度体積密度 $\rho_r = 1/8$ の場合で約30%に達し、レイノルズ応力の増加とともに厚くなっている。

3.3.2 乱流境界層の発達

(1) 境界層厚の変化

Fig.3.3に各ラフネスにおける吹送距離 x と境界層厚 δ の関係を示す。図において吹送距離および境界層厚は粗度要素の高さ h で無次元化し、両対数グラフ上にプロットしてある。ただし、風洞床面の場合には粗度要素の高さが分からないので、便宜上 $h = 0.01\text{m}$ として示した。図において吹送距離と境界層厚の関係を直線近似する、すなわち、両者の関係を次式(3.1)で近似し、係数 A およびべき指数 B の値を求めTable.3.2に示す。表に示す様に、 A および B の値は流入気流の境界層厚およびラフネスの形状によって異なり、床面に何も敷かない場合、 B の値は約0.6となる。

Table.3.2 吹送距離 x と境界層厚さ δ を式 (3.1) で
近似したときの係数 A とべき指数 B の関係

data name	FL	AT1	AT2	B1/4	B1/8	B1/18
A	0.05	0.09	0.15	0.20	0.21	0.20
B	0.62	0.60	0.42	0.31	0.32	0.31

$$\frac{\delta}{h} = A \left(\frac{x}{h} \right)^B \quad \text{..... (3.1)}$$

Fig.3.3において、同じ人工芝でも設置位置の異なるAT1,AT2で境界層の発達の様子が違うのは、流入気流の境界層厚が異なるためである。流入気流が速度勾配をもち、ある境界層厚をもつときには吹送距離の原点が見かけ上、風上側に移動する。このとき、ラフネス前縁からの距離を x とすると、 x を小さく見積ることになり、結果として B の値が小さくなることにつながる。Table.3.2において測定結果から直接求めた B の値がAT1とAT2とで異なるのはこのためである。試みに、AT2の吹送距離の原点の見かけの移動量を x_0 とし、AT2の風上前縁における境界層厚 $\delta = 0.14\text{m}$ が測定胴前縁から人工芝を敷き詰め、一様な気流を加えたときに x_0 だけの距離をもつ人工芝上で発達したと仮定し、AT1の結果より求めた A および B の値を用いて、 x_0 の値を求めると

$$0.14 = 0.09x_0^{0.60} \quad \text{..... (3.2)}$$

より $x_0 = 2.05\text{m}$ となる。この値を使ってAT2の吹送距離の補正を行った結果（図中シンボル■で示す）はAT1と同様な発達を示す。このように流入気流の境界層厚は吹送距離と境界層厚の関係に影響を与え、一般に式 (3.1) で示すべき指数の値は小さくなる。しかし、下流方向にある程度進むとその影響も少なくなり、図より人工芝の場合、AT1とAT2は $x/h > 1000$ でほぼ同様な分布になるとみなすことができ、そのとき B の値は約0.6となる。立方体ブロックを用いたラフネスの場合、今回用いた3種類のラフネスについては粗度密度によらず境界層厚は吹送距離とともにほぼ同様な変化を示し、 B の値も粗度密度によらず同様な変化をする。ただし、吹送距離方向に十分風下側まで測定ができなかったので、吹送距離と境界層厚の関係は実験を行った範囲で一定になっていない。すなわち、Table.3.2における B の値は測定を行った範囲におけるの平均的な値を示してあるが、Fig.3.3を詳しくみると、吹送距離が大きくなるほどグラフの傾きは大き

くなり、 B の値も大きくなってその値は床面に何も敷かない場合の値、約0.6に近づいていく傾向がある。

(2) 流入気流の境界層厚の影響

(1)で示したように、流入気流の境界層厚 δ は境界層厚の発達の様子に影響を及ぼすが、ここでは、風下側のラフネス上の気流性状に与える影響について検討する。

風洞床面に何も敷かない場合と、測定胴前縁から人工芝を敷き詰めた場合を除くと、測定胴前縁からラフネス前縁に至る風洞床面には乱流境界層が発達し、各ラフネスの前縁において流入気流はTable.3.1に示すような境界層厚 δ をもつようになる。通常、流れ方向にラフネスが変化した場合、流れ

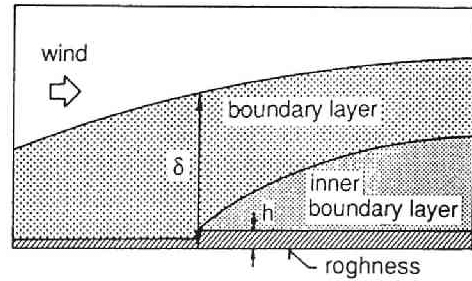


Fig.3.4 内部境界層の発達の様子

はFig.3.4に示すように床面付近から風下側のラフネス形状に適合した気流性状に移行し、風下側のラフネス上には内部境界層が発達する。この移行は粗度高さ h に対して流入境界層厚 δ が小さいほど早い。Fig.3.5a, bはそれぞれ測定胴前縁から5.9m下流の位置から人工芝を敷き詰めた場合、AT2の $x = -0.05\text{m}$ および、 $x = 1.05\text{m}$ における気流性状を示したものである。Fig.3.5aに示すように人工芝前縁では乱流境界層が約140mm発達している。しかし、Fig.3.5bを見ると、 $x = 1.05\text{m}$ ($x/h = 87.5$)において、平均風速の鉛直方向の変化、乱れの強さおよびレイノルズ応力は大きくなって、流入気流とは異なった性状を示しており、すでに内部境界層の境もはっきりしなくなっている。したがって、 $x = 1.05\text{m}$ では気流性状は人工芝によるものにほとんど移行したとみなせる。人工芝の場合流入気流の境界層厚 δ と粗度高さ h の比 δ/h は約12であるが、立方体ブロックを用いたラフネスの場合は $\delta/h \div 6$ となり、人工芝にくらべて小さくなる。そのため立方体ブロックを用いたラフネスでは人工芝の場合よりも早く風下側のラフネスよる風速分布に移行し、内部境界層の境を決定することも困難となる。実際、立方体ブロックを用いたラフネスにおいて今回行った測定の範囲では、内部境界層を明確にすることができなかった。

(3) レイノルズ応力と境界層厚

立方体ブロックを用いたラフネスにおいて、異なる密度におけるレイノルズ応力と境界層厚の関係を調べTable.3.3に示す。両者の比較は吹送距離の影響を除くために同じ位置 $x/h = 207$ で行っている。表より、 $\rho_r = 1/8$ でレイノルズ応力の値は最大になる。レイノルズ応力は乱れによる鉛直方向の運動量の移動量に相当するので、この値が大きいほど上空との運動量の交換が促進され、表に示すように境界層も厚くなる。また、流入気流が境界層厚の変化に及ぼす影響も小さく

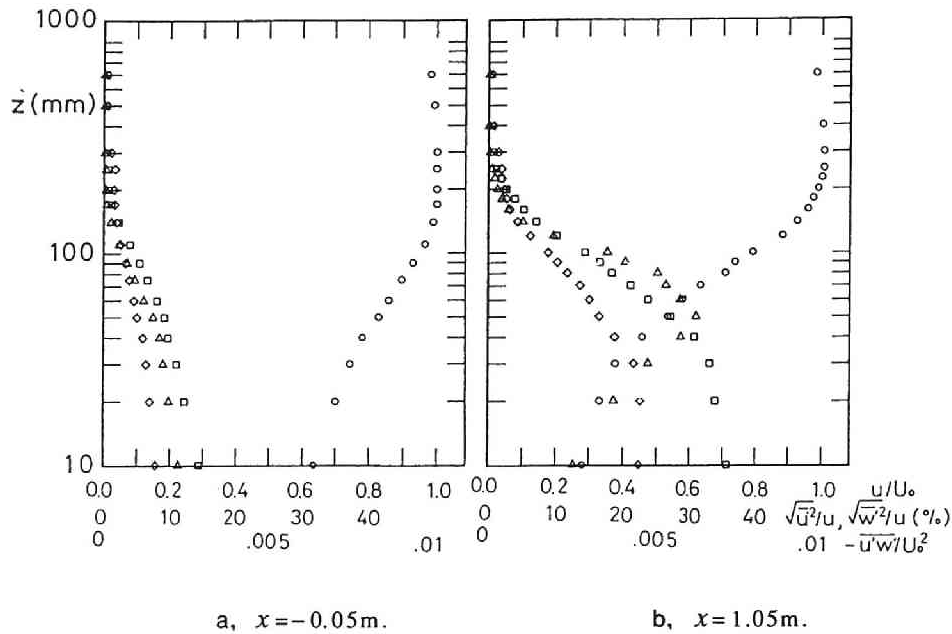


Fig.3.5 境界層内の気流性状 :

AT2, $y = 0.0\text{m}$, $\circ: u/U_0$, $\square: \sqrt{u'^2}/u$, $\diamond: \sqrt{w'^2}/u$, $\triangle: -\overline{u'w'}/U_0^2$.

Table.3.3 レイノルズ応力と境界層厚さの関係 (立方体ブロックを用いたラフネス)

ρ_r	$-\overline{u'w'}/U_0^2$	δ/h	x/h
1/4	0.0039	12.0	207
1/8	0.0054	13.3	207
1/18	0.0041	12.0	207

なり、式 (3.1) において B の値がほぼ一定となるまでに要する距離も短くなると考えられる。

以上のように乱流境界層は流れ方向に発達し、その風速分布も流入気流や粗度形状によって変化する。また、同一の粗度形状であっても境界層内の気流性状は流れ方向に変化する。この変化については以下に詳しく検討する。

3.3.3 流れ方向の気流性状の変化

平均風速およびレイノルズ応力の鉛直分布形状の流れ方向変化を、立方体ブロックを用いたラフネス B1/8 の場合を例に取り Fig.3.6 に示す。

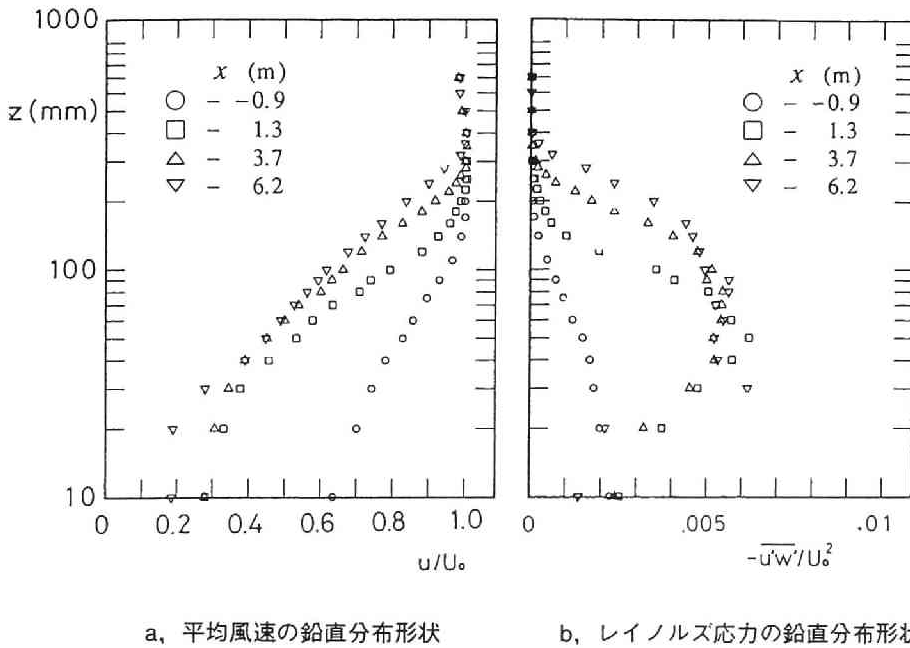


Fig.3.6 流れ方向の変化変化 : B1/8

図より、平均風速はラフネスの存在により床面付近から急激に減少し始め、下流にいくにしたがって境界層の厚さは増加するが、平均風速の鉛直方向の変化は緩やかになる。レイノルズ応力がほぼ一定とみなせる領域の値は下流にいくにしたがって小さくなるが、その範囲は高高度に及ぶようになり、それに対応して対数領域も厚くなる。以下に、平均風速の鉛直分布形状を対数法則およびべき法則にあてはめた場合の各パラメータの変化を調べてみる。

対数法則

対数領域における平均風速の鉛直分布形状を次式 (3.3) で表わす対数法則で近似したときに、粗度長 z_0 、零面変位 d_0 および摩擦速度 u_* の変化について調べる。

$$u = \frac{u_*}{K} \ln \left(\frac{z - d_0}{z_0} \right) \quad \dots\dots\dots (3.3)$$

このとき u_* は、対数領域における剪断応力 τ_{xz} を用いて

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_{xz}}{\rho}} \quad \dots\dots\dots (3.4)$$

と表せる。ここで $\tau_{xz} = -\rho \overline{u'w'}$ とおけるから、 u_* は $-\overline{u'w'}$ の測定値により次式のように求めることができる。

$$u_* = \sqrt{-\overline{u'w'}} \quad \dots\dots\dots (3.5)$$

また、式 (3.3) で表される対数法則を

$$z = z_0 \exp\left(\frac{uK}{u_*}\right) + d_0 \quad \dots\dots\dots (3.6)$$

と変形すると、 z_0 および d_0 は対数領域において $\exp(uK/u_*)$ を z に対してプロットしたときの傾きと、 z 切片として求めることが出来る。実験結果より得られた各ラフネスに対する粗度長、零面変位および摩擦速度の流れ方向の変化をそれぞれFig.3.7～3.9に示す。図において粗度長 z_0 、零面変位 d_0 は粗度高さ h で、また、摩擦速度 u_* は主流風速 U_0 でそれぞれ無次元化してある。

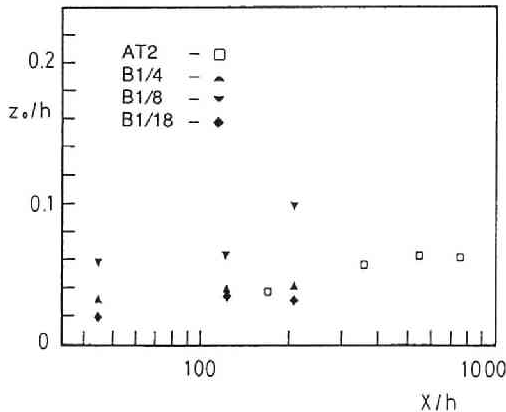


Fig.3.7 流れ方向の粗度長 z_0 の変化

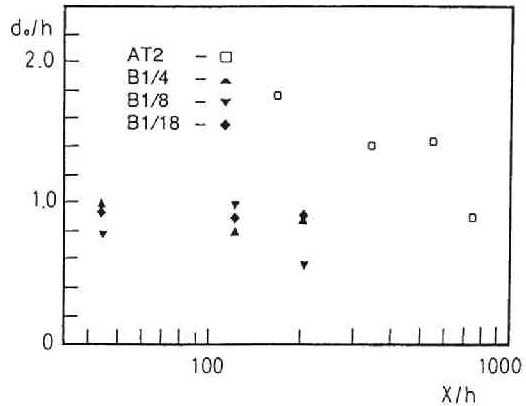
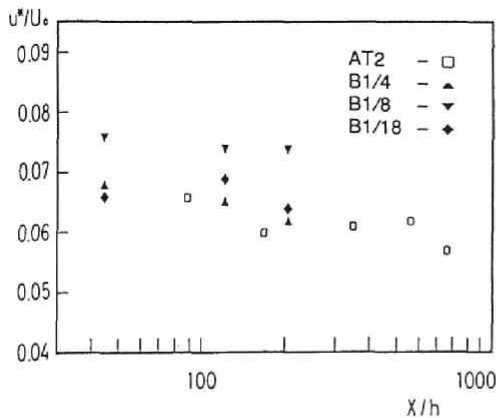
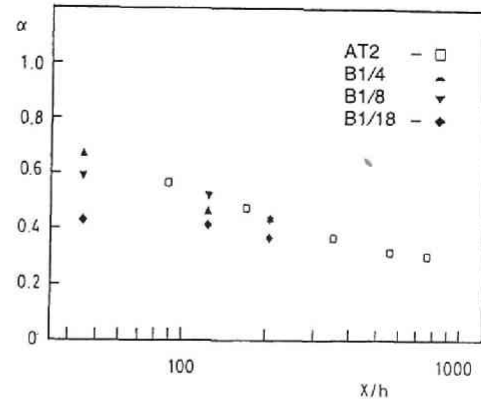


Fig.3.8 流れ方向の零面変位 d_0 の変化

粗度長はFig.3.7に示すようにラフネスの形状および密度によって異なり、流れ方向に変化する。 z_0/h は立方体ブロックを用いたラフネスにおいて $\rho_r = 1/8$ でもっとも大きくなった。人工芝AT2の場合、粗度長は吹送距離とともに漸増し、 $x/h \div 550$ ではほぼ一定値 $z_0/h = 0.06$ になった。立方体ブロックを用いたラフネスでは $\rho_r = 1/4, 1/18$ の場合、吹送距離とともに漸増し、 $x/h \div 120$ ではほぼ一定になった。 $\rho_r = 1/8$ の場合、吹送距離とともに z_0/h は大きくなり増加の割合も大きくなった。

Fig.3.8に示すように、人工芝AT2では零面変位は吹送距離が増加すると減少した。立方体ブロックを用いたラフネスにおいても吹送距離方向に僅かではあるが減少した。

摩擦速度はFig.3.9に示すようにラフネスの形状および密度によって変化する。立方体ブロックを用いたラフネスの場合、 $\rho_r = 1/4, 1/18, 1/8$ の順に摩擦速度の値は大きくなった。摩擦速度は全体の傾向として流れ方向に減少した。摩擦速度が

Fig.3.9 流れ方向の摩擦速度 u_* の変化Fig.3.10 流れ方向のべき指数 α の変化

下流にいくにしたがって減少するのは、乱流境界層の発達にともなって床面付近の風速が減少し、床面から受ける抗力が減少するのに対応していると考えられる。以上、粗度長、零面変位および摩擦速度の吹送距離方向の変化を見ると、今回行った実験の範囲では吹送距離方向に変化していることがわかる。

べき法則

次に対数領域よりも上方、後流領域を含めた範囲の平均風速の鉛直分布について式 (3.7) で表されるべき法則をあてはめ、べき指数 α の吹送距離方向の変化を調べてみる。

$$\left(\frac{z}{z_r}\right) = \left(\frac{u}{u_r}\right)^\alpha \quad \dots\dots\dots (3.7)$$

実験結果から求めた各ラフネスにおけるべき指数の吹送距離方向の変化を Fig.3.10 に示す。図より、粗度形状の違いによるべき指数のばらつきは吹送距離の増加とともに小さくなるのがわかる。また、各ラフネスともにべき指数の値は吹送距離の増加とともにゆっくり減少している。

3.4 他の研究結果との比較

粗度ブロックを用いて乱流境界層を発達させ、境界層厚の吹送距離方向の変化について調べた例⁵⁾をみると、ラフネス前縁に一樣流を与え、流入気流に鉛直方向の風速勾配がなければ境界層は吹送距離の0.6~0.8乗に比例して発達する。また、ラフネス前縁に乱流境界層の発達した流を流入気流として与えると、内部境界層は吹送距離の0.3~0.4乗に比例して発達するようになり、前節の人工芝と同様の傾向がみられる。このように、ラフネス前縁における流入気流が境界層厚

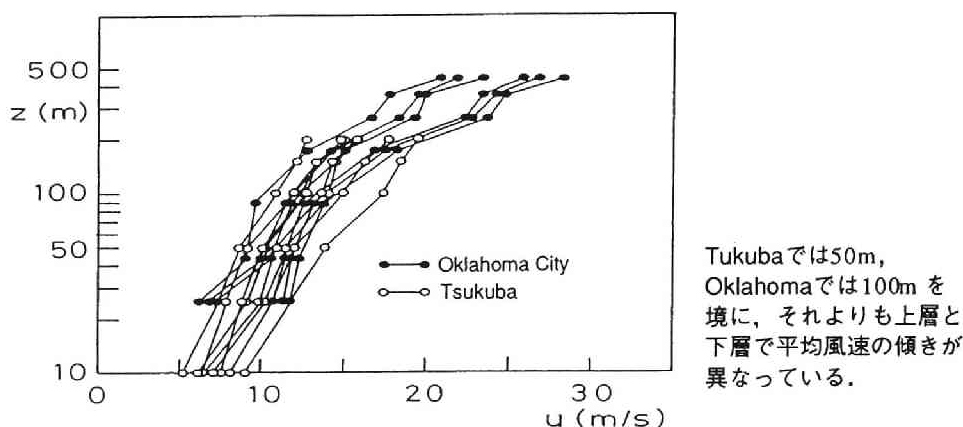


Fig.3.11 自然風中における平均風速の鉛直分布の観測例、中立状態（花房ら⁶⁾、Hanafusaら⁷⁾による）

をもつと、それより下流における乱流境界層厚の吹送距離方向の増加は流入気流が境界層厚をもたない場合に比べて緩やかになり、一般に、境界層厚と吹送距離の関係を式(3.1)のように表した場合のべき指数の値も小さくなる傾向がある。一方、ある程度乱流境界層が発達してくると、流入気流の影響も小さくなり、境界層厚の変化も一樣流を前縁に与えた場合と差がなくなってくる。前節に示した人工芝の場合を例にとると、この差がなくなるためには粗度高さの約1000倍の吹送距離が必要となるが、これは後述する乱流境界層内の気流性状がほぼ平衡状態になったとみなせるのに必要な吹送距離と一致する。

乱流境界層内の気流性状をみると、都市模型と同様に人工芝や立方体ブロックを用いたラフネス、さらには何も敷かない風洞床面上に発達した乱流境界層内にも対数領域、後流領域が存在する。平均風速の鉛直分布形状に限ってみても同様な特徴は、Fig.3.11に示すように筑波⁶⁾やOklahoma City 郊外⁷⁾等、市街地以外の場所における観測例にもみられ、乱流境界層の特徴といえる。平均風速の鉛直分布形状については地表面の粗度形状によって変化し、過去に行われた種々の観測結果をまとめた結果^{8,9)}によると、市街地のように粗度要素が大きくなるほど粗度長、摩擦速度およびべき指数の値は大きくなる傾向がある。

従来、ある粗度に対応する粗度長やべき指数は、乱流境界層が十分に発達し、風速分布が吹送距離によらず相似で、かつ風速と長さスケールだけで決まるような平衡状態に、近似的になったとみなせるときの値として求められることが多い。平衡状態になった乱流境界層では、粗度長やべき指数の値とラフネスの代表長さとの比は吹送距離によらず一定となるが、このような性質を備えた平衡境界層は特殊な場合に限られる。文献10)に示されるように、境界層厚が吹送距離とともに変化するとき、平衡境界層が存在するためにはラフネスの代表長さも吹送距離

とともに変化しなければならない。したがって、流れ方向に一樣な形状をもつ粗面の場合、ラフネスの代表長さは一定なので境界層の発達とともに平均風速の鉛直分布形状は変化することになる。実際、前節で風速の分布形状を調べた範囲、すなわち、人工芝で $x/h < 760$ 、立方体ブロックを用いたラフネスで $x/h < 210$ の範囲では、流れは厳密な意味で平衡状態に達していない。しかし、境界層が十分に発達すると、流れ方向の境界層厚の変化が小さくなるので風速分布の変化も小さくなり、近似的に平衡状態とみなせるようになる。Counihan²⁾によると、流れが近似的に平衡状態とみなせるようになるためには粗度高さの約1000倍以上の吹送距離が必要となる。

3.5 まとめ

本章では、種々のラフネスを用いた風洞実験結果を中心に、粗度形状と気流性状の関係を調べた。得られた結果を以下にまとめる。

- 1) 都市模型と同様に人工芝や立方体ブロックを用いたラフネス、さらには何も敷かない風洞床面上に発達した乱流境界層内にも対数領域、後流領域が存在する。これは自然風中の観測結果にも見られる。
- 2) 立方体ブロックを用いたラフネスにおいて、乱流境界層内の気流性状は市街地模型の場合と同様に、床面に近い方からキャノピー、対数領域、後流領域の3つの部分に分けて考えることができる。
- 3) 流入気流が境界層厚をもつ場合、ラフネス上に発達する乱流境界層の厚さは吹送距離方向に変化する。この変化の割合は、下流に行くにしたがって小さくなり、人工芝の場合、吹送距離 x と粗度高さ h の比 x/h が約1000でほぼ一定になる。このとき、境界層厚は吹送距離の約0.6乗に比例して厚くなり、風洞床面に何も敷かない場合や、第2章で示した都市模型の場合とほぼ同じになる。立方体ブロックを用いたラフネスの場合、今回実験を行った範囲では境界層厚の吹送距離方向の変化の割合はまだ一定になっていない。
- 4) ラフネスの風上側に乱流境界層が発達している場合、内部境界層の気流性状は流入境界層厚が粗度高さに対して小さいほど、早く風下側のラフネスに対応した気流性状に移行する。
- 5) レイノルズ応力の値が大きい、すなわち、乱れの発生量の多いラフネスほど境界層も厚くなり、流入気流が境界層厚の変化や気流性状に及ぼす影響も小さくなる。
- 6) 粗度形状が一樣であっても、気流性状は流れ方向に変化し、風速の分布形状は相似にならない。

7) 一様な粗度形状をもつ粗度上に発達する乱流境界層は、今回実験を行った範囲で以下のような特徴を持つ。

- I : 乱れの強さおよびレイノルズ応力の最大値は風下にいくにしたがって小さくなる。
- II : 鉛直方向にレイノルズ応力がほぼ一定とみなせる領域の厚さは吹送距離とともに厚くなり、それに対応して対数領域も厚くなる。
- III : 対数領域における平均風速の鉛直分布形状の変化を粗度長、零面変位および摩擦速度の変化について調べると、それぞれ粗度形状や吹送距離によって変化する。
- IV : 粗度長は吹送距離とともに増加する。立方体ブロックを用いたラフネスで粗度体積密度 $\rho_r = 1/8$ を除きある程度吹送距離が大きくなるとほぼ一定になる。
- V : 零面変位は吹送距離方向に減少する。
- VI : 摩擦速度は流れ方向に減少する。
- VII : 立方体ブロックを用いたラフネスの場合、粗度体積密度によって摩擦速度は変化し、粗度体積密度 $\rho_r = 1/4, 1/18, 1/8$ の順に摩擦速度の値は大きくなる。
- VIII : 対数領域よりも上方、後流領域を含めた範囲の平均風速の鉛直分布にべき法則をあてはめると、べき指数は粗度形状や吹送距離によって変化し、吹送距離が大きくなるにしたがってべき指数の値は小さくなる。
- IX : 粗度形状の違いによるべき指数のばらつきは、吹送距離の増加に伴って小さくなる。
- X : 今回の実験で風速の分布形状を調べた範囲、すなわち、人工芝で $x/h < 760$ 、立方体ブロックを用いたラフネスで $x/h < 210$ の範囲では、流れは平衡状態に達していない。ただし、吹送距離が大きくなって境界層が発達すると、流れ方向の平均風速の鉛直分布の変化は小さくなる。

参考文献

- 1) Jensen, M. and N. Franck : Model-scale tests in turbulent wind part I, The Danish Technical Press Copenhagen, 1963.
- 2) Counihan, J. : Wind tunnel determination of the roughness length as a function of the fetch and the roughness density of three-dimensional roughness elements, Atmospheric environment pergamon press, Vol.5, 1971, pp.637-642.
- 3) Kondo, J. and S. Akashi : Numerical studies on the two-dimensional flow in horizontally homogenous canopy layers, Boundary-Layer Meteor., Vol.10, 1976, pp.255-272.
- 4) たとえば, J.C.ロッタ著, 大路道雄訳: 乱流, 岩波書店, 1975, 3.2章.
- 5) たとえば, 藤本盛久・大熊武司・赤木久真・田村哲郎・犬木弘志: 風の流状に及ぼす地表面粗度ならびに地形の影響に関する基礎的研究, 風工学シンポジウム論文報告集, 1980, pp.45-52.
- 6) 花房龍雄・藤谷徳之助: 強風時の境界層の構造について, 第7回風工学シンポジウム論文集, 1982.12, pp.15-30.
- 7) Hanafusa, T. and Y.Mitsuta : Structure of the planetary boundary layer in high winds observed from a 0.5-km TV tower, Wind Effects on Structures Univ. of Tokyo Press, 1976, pp.69-78.
- 8) Counihan, J. : Adiabatic atmospheric boundary layers : A review and analysis of data from the period 1880-1972, Atmospheric Environment, Vol.9, 1975, pp.871-905.
- 9) 崔 恒・神田 順: 風荷重評価のための平均風速と乱れの強さの鉛直分布特性, 日本風工学会誌, Vol.45, 1990.8, pp.23-43.
- 10) J.C.ロッタ著, 大路道雄訳: 乱流, 岩波書店, 1975, 4.4.4章.

第4章 キャノピー内の気流性状

4.1 はじめに

乱流境界層がどのように発達するかは、風上、上方、風下、側方および地面における境界条件によって決まる。このうち地面境界条件、すなわち地表面の粗度形状は、第2,3章で示したようにもっとも大きな影響を及ぼし、乱流境界層内の気流性状を左右する。これは、地面付近の空気の運動が地面境界から受ける力に大きく支配されていることを示している。この力は地面が受ける抗力と釣り合っており、その大きさは粗度形状に依存する。建物の耐風設計を考えるような強風中立状態の気象条件下の場合、地面境界からの力の伝達はそのほとんどが乱れによる運動量の輸送により行われると考えてよい。この乱れは主に粗度要素によって発生するので、地面付近で粗度要素の影響を直接受ける層、すなわちキャノピー内の気流性状と粗度形状の関係をj知ることは乱流境界層内の気流性状を考える上で重要となる。

キャノピー内の気流性状については、森や林、あるいは農作物のような植物に関して数多くの実験や観測が行われており、植物キャノピー内の平均風速分布の解析的研究はInoue¹⁾やCowan²⁾により始められた。Kondoら³⁾は圧力勾配およびコリオリ力も考慮した2次元的な平均風速分布を与え、Willsonら⁴⁾やYamada⁵⁾は高次の乱流モデルを用い乱流エネルギーも予測した。一方、市街地のように建物が密集する地域における地面付近の気流性状について、自然風中での観測による研究は非常に少ない。これは測定地点の選定や測定技術の問題だけでなく、地面付近の気流性状が粗度の影響を局所的に受けて変化するので、観測結果の評価が難しいことにも由来すると思われる。とくに、建物のように個々の粗度要素が大きな固体である場合には、その間を流れる気流性状の評価方法が問題となる。たとえば、各建物周辺の流れを詳しく求める方法や、適当な時空間平均を行ってキャノピー内の平均的な気流性状を求める方法が考えられる。前者については関根ら

⁶⁾が実験的に、村上ら⁷⁾が数値解析により規則的な配列を持つ街区内の気流性状を求めている。後者としては、鷗野ら⁸⁾が植物キャノピーでの乱流モデルを市街地における地面近くの平均風速分布の予測に適用した例を挙げることができる。

本章では、千鳥状に配置した立方体および直方体粗度ブロックを用いたラフネスを例に取り、キャノピー内の気流性状を調べた。また、簡単な乱流モデルを用いて、キャノピー内の時空間平均風速の鉛直分布を数値計算により求めた。得られた計算結果は実験結果と比較し、粗度を抗力係数の形で評価した場合に、抗力係数の値と粗度形状や密度との関係を調べた。最後に、これらの結果から数値計算によって粗面上に発達する乱流境界層内の気流性状を求める際の問題点を探った。

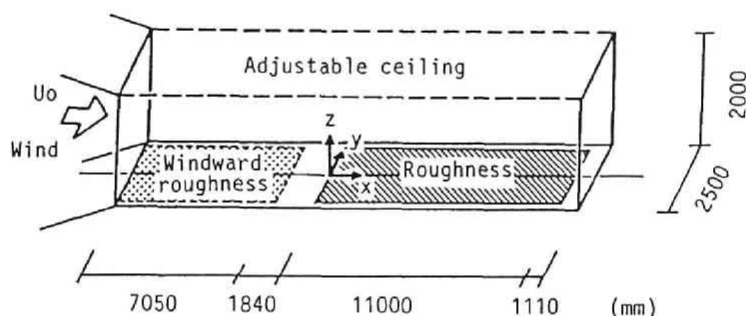


Fig.4.1 風洞内の配置および座標系

4.2 実験

(1) 概要

実験はFig.4.1に示すように測定胴床面にラフネスを敷き、風速および測定位置を変えて測定を行った。座標系は図中に示すように、ラフネス前縁から主流方向にx軸を、主流直角水平方向にy軸を、鉛直方向にz軸をとる。実験に際して、測定胴内の静圧が一定となるように天井高を調節した。風速の測定は主にX型熱線風速計を用いて行い、xおよびz軸方向成分を求めた。熱線風速計からの出力はA/D変換し、波形解析機によって数値的に解析を行った。キャノピー内では、一部タンポポの種子で作った小さな風向計を用いて風向を調べ、風向が判別できるタンデム型の熱線風速計を用いて逆流域の風速の測定も行った。また、風上側の流入気流性状の影響を調べるために、風上側にラフネスが有る場合と無い場合についても測定を行った。

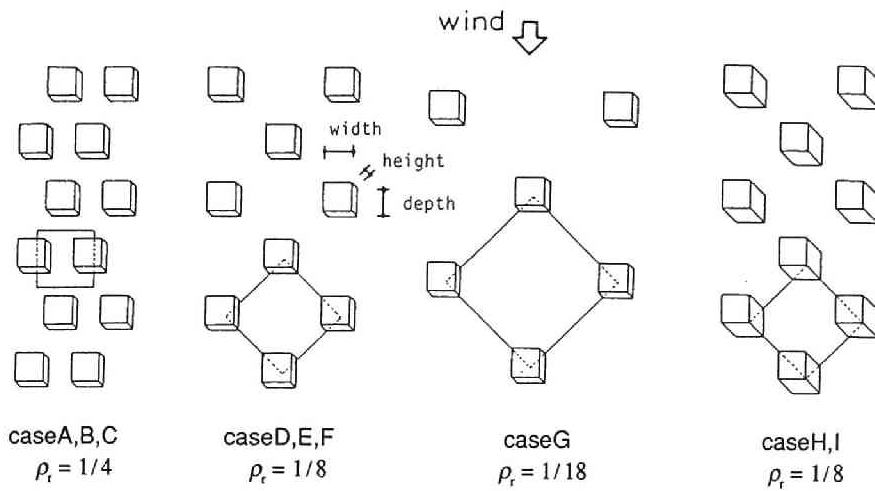


Fig.4.2 粗度形状

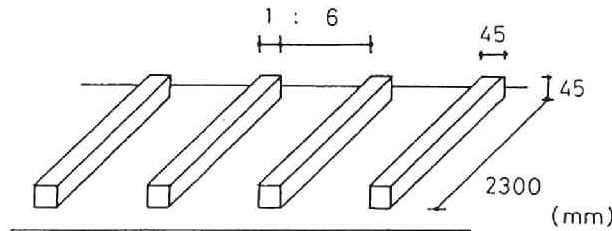


Fig.4.3 風上側のラフネスの形状

(2) ラフネス

実験に用いたラフネスはFig.4.2に示すような木製の立方体および直方体ブロックを粗度要素としてベニヤ板上に千鳥状に配置したものである。実験は立方体粗度については密度を変えて粗度体積密度 $\rho_r = 1/4, 1/8, 1/18$ について、(それぞれ case A, B, C, case D, E, F, case Gに対応する)，直方体の粗度については $\rho_r = 1/8$ (case H, I) について行った。 $\rho_r = 1/4$ および $1/8$ については風上側の流入気流性状の影響を調べるために、ラフネスの風上に $45 \times 45 \times 2300 \text{ mm}^3$ の角柱をFig.4.3のように1:6の間隔で約7m敷き詰めた風上側ラフネスを用いて、風上側の流入気流性状を変えて実験を行った。Table 4.1に行った実験条件をまとめる。

(3) 流入気流性状

$x = -0.94 \text{ m}$ における風上側流入気流性状の一例をFig.4.4に示す。Fig.4.4aは、ラフネスの風上に何も置かない場合、case Dであり、境界層の厚さは約170mm、 x および z 方向の乱れの強さは地面付近でそれぞれ約15, 10%に達する。また、無次元化されたレイノルズ応力 $-\overline{u'w'}/U_0^2$ の値は床面付近で約0.002となった。

Table 4.1 実験条件の一覧

case	ρ_r	upwind roughness	roughness configuration width×depth×height (mm ³)
A	1/4	none	30×30×30
B	1/4	none	60×60×60
C	1/4	exist	60×60×60
D	1/8	none	30×30×30
E	1/8	none	60×60×60
F	1/8	exist	30×30×30
G	1/18	none	30×30×30
H	1/8	none	30×30×60
I	1/8	exist	30×30×60

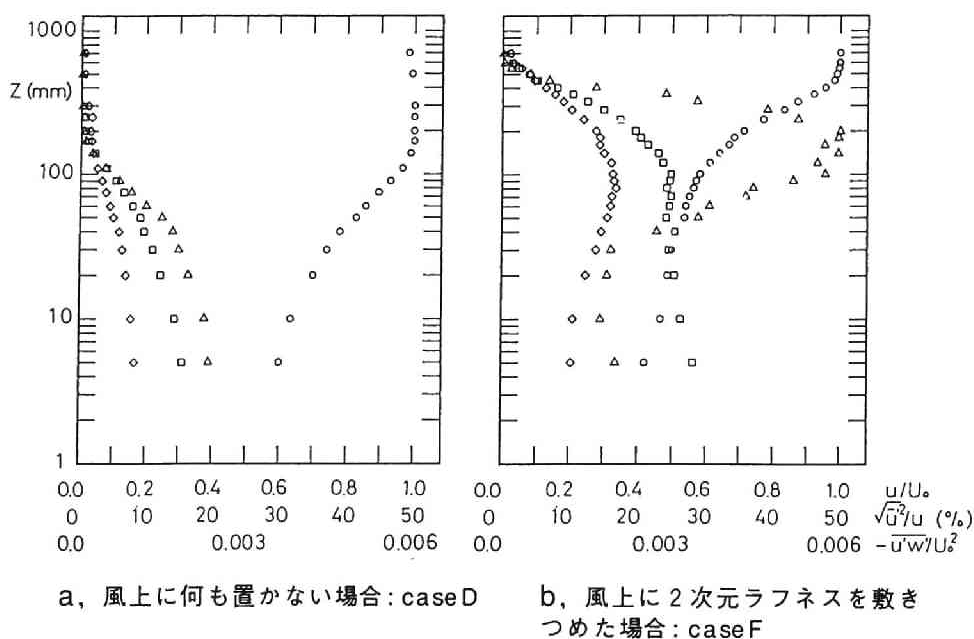
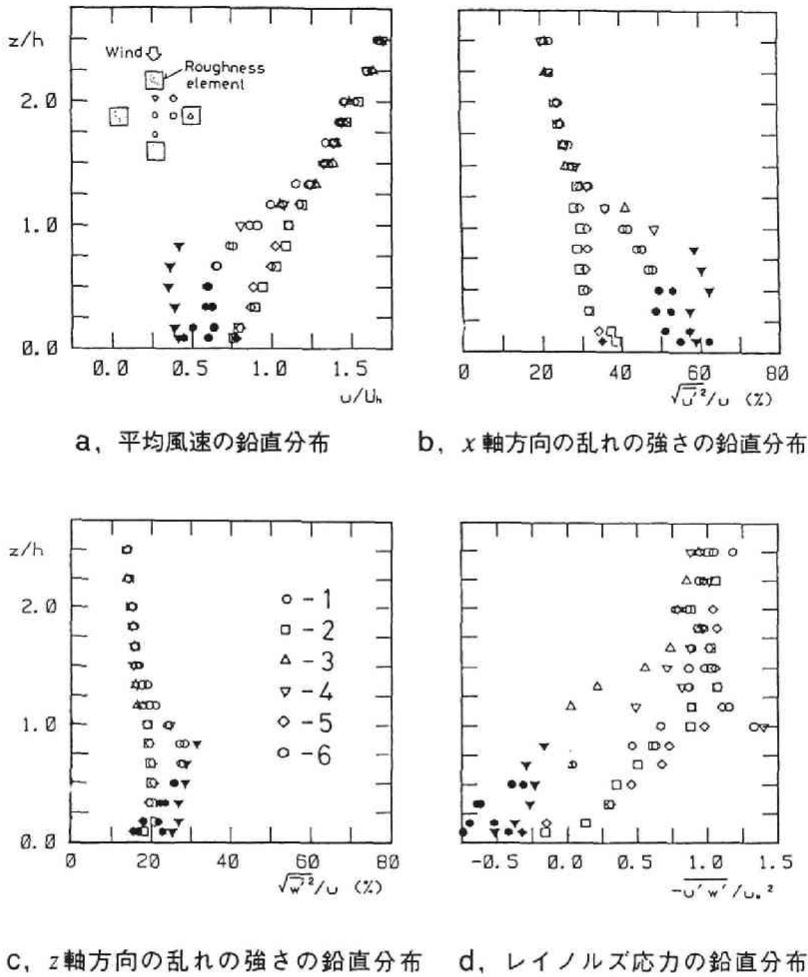
Fig.4.4 流入気流性状: $x=-0.94\text{m}$, $y=0.0\text{m}$, $\bigcirc: u/U_0$, $\square: \sqrt{u'^2}/u$, $\diamond: \sqrt{w'^2}/u$, $\triangle: -\overline{u'w'}/U_0^2$

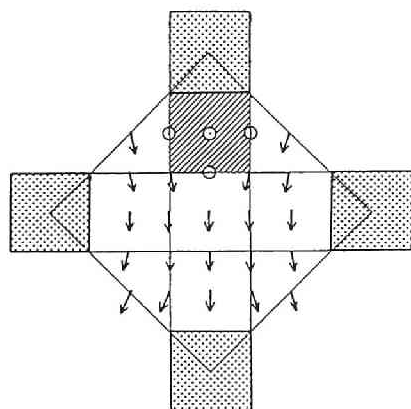
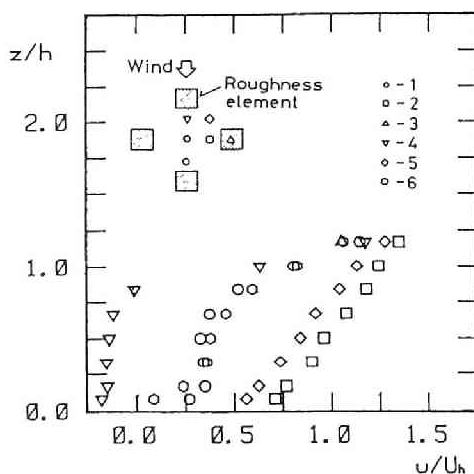
Fig.4.4bは風上側にラフネスを敷きつめた場合の流入気流性状, case Fである。接近流は粗度の風上に何も置かない場合に比べて乱れたものとなり, 境界層の厚さも $z = 550\text{mm}$ に及んでいる。 x および z 方向の乱れの強さは地面付近でそれぞれ約30, 10%に達し, $-\overline{u'w'}/U_0^2$ の値は $z = 140 \sim 200\text{mm}$ で最大値約0.006をとる。

Fig.4.5 地面付近の気流性状: case E, $x/h = 133$.

4.3 実験結果

4.3.1 地面付近の気流性状

case Eについて、X型熱線風速計による測定例をFig.4.5a~dに示す。Fig.4.5aは x 軸方向の時間平均風速 u 、Fig.4.5b,cはそれぞれ x および z 軸方向の乱れの強さ、Fig.4.5dは $-\overline{u'w'}/u_h^2$ の鉛直分布を示す。ここで、 u_h はキャノピー上方の対数領域における摩擦速度の時空間平均値である。粗度要素の配列形状および測定位置はFig.4.5aに示すとおりで、図中の各シンボルは測定位置に対応している。図において、時間平均風速 u は粗度高さ h における時空間平均風速 U_h によって、高さ z は h によって、それぞれ無次元化してある。Fig.4.6には風向計で

Fig. 4.6 風向分布: case E, $z/h = 2/3$.Fig. 4.7 タンデム型熱線風速計による平均風速の鉛直分布の測定結果: case E, $x/h = 133$.

測定した高さ $z/h = 2/3$ における風向分布を示す。図中の矢印は風向のみを示しており、ベクトル表示ではない。Fig. 4.6 中平均風向の定まらなかった点は○印で示し、Fig. 4.5 中の黒塗りのシンボルに対応する。Fig. 4.5d と Fig. 4.6 を比較すると、風向計による測定から平均風向の決定できない位置における X 型熱線風速計による $-\overline{u'w'}$ の測定結果は負の値を取ることがわかる。

Fig. 4.5b より、粗度高さ h 以下では x 軸方向の乱れの強さは 35% を越えている。Tutu ら⁹⁾によると、乱れの強さが 30% をこえた場合、X 型熱線風速計を用いた測定にはかなりの誤差が含まれる。また、X 型熱線風速計では逆流の判別ができない。そこで逆流域を含めた u の分布を知るために、流れの向きが測定可能なタンデム型熱線風速計^{10, 11)}による測定を行った。測定例を Fig. 4.7 に示す。各測定位置における u の鉛直分布形状は測定位置 4 を除いてほぼ同じ形状を示すが、その値は少しずつ異なる。測定位置 4 のように粗度要素のすぐ後ろでは、床面付近でタンデム型熱線風速計による測定値が負になることから逆流域の存在がわかるが、このような場所における X 型熱線風速計での u の測定値は正になる。また、図中の測定位置 1, 6 のように粗度要素の間や、測定位置 5 の床面付近では X 型による測定値がタンデム型に比べ大きくなる。このとき X 型とタンデム型の差は床面に近づき、風速が弱く、乱れの強さが大きくなるにつれて大きくなっている。また、Fig. 4.5d から、逆流域および風速が弱く、乱れの強さが大きくなる測定位置では $-\overline{u'w'}$ の X 型熱線風速計による測定値が負になることがわかる。このように、地面付近では流れが空間的に不均一であるばかりでなく、粗度要素によって生じた剥離領域や逆流域を含み、気流性状は複雑なものとなっている。また、地面付近では乱れが大きいので、変動成分の測定値には大きな誤差が含まれる。

次に、水平面内の時空間平均風の鉛直分布と粗度形状の関係を調べてみる。前述のようにX型熱線風速計による u の測定値は逆流域においても正になるので、風速の時空間平均値を求める場合に測定値をそのまま用いると、床面付近において風速を大きく見積る危険性がある。そこで、この過大評価を防ぎ、X型熱線風速計による測定値を有効に用いる方法として、以下のような平均操作を考える。すなわち、各高度で風速の時空間平均値 U を求める際には、 $-\overline{u'w'}$ の測定値が負の値を取る位置、風向計で測定した風向が一定せず平均風向の定まらない部分

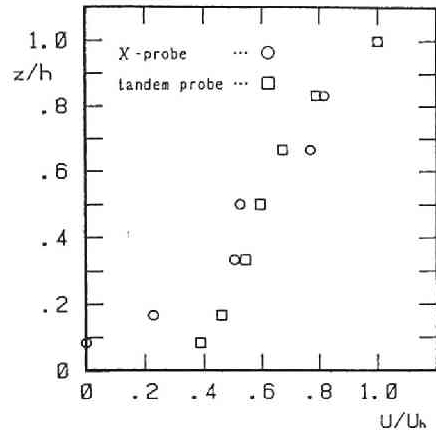


Fig.4.8 X型とタンデム型熱線風速計により求めた時空間平均風速の鉛直分布の比較: case E, $x/h=133$.

(Fig.4.6の斜線で示す部分)は後流域であると考え、この領域内で時間平均流の流線が閉じていることを考慮して、空間平均値を零とみなす。つまり、Fig.4.5中黒塗の点は空間平均に際して零と見なす。この仮定に従って各高度における時空間平均風速 U を求めた例をcase Eについて、タンデム型による測定値の時空間平均とともにFig.4.8に示す。タンデム型による測定値にも、乱れの大きい場所では誤差が入ると考えられるが、逆流域の測定が可能な分だけより正確な値であるとみなし、比較の基準となる風速分布と考える。図より両者の鉛直分布は床面付近で差があるが、 $z/h = 1/3$ 以上ではほぼ同じ分布を示すので、X型による測定値に前述の平均操作を行えば、地面のすぐ近くを除いてキャノピー内の時空間平均風速分布を近似できるとみなしてよいことがわかる。

4.3.2 キャノピーの厚さ

Fig.4.5に示すように、地面付近の気流性状は測定位置によって変化する。これを平均風速 u について調べると、測定位置によって鉛直分布形状が異なる範囲は粗度体積密度によってほぼ分類でき、 $\rho_r = 1/4$ で $z/h = 1.8$ 、 $\rho_r = 1/8$ で $z/h = 1.7$ 、 $\rho_r = 1/18$ で $z/h = 2.0$ 程度で、それより上層では、位置によらずほぼ同じ鉛直分布形状を示した。粗度形状の異なる他の実験結果¹²⁾においても測定位置による u の鉛直分布形状の不一致は粗度高さの約2倍に達する。また、それより下方において、風速分布はその形状からFig.4.5aにおける粗度要素のすぐ後ろの測定位置4、上流に粗度要素の無い測定位置2および5、そして測定位置1および6の3つのグループに分けられる。上流および下流に粗度要素が存在する測定位置1,4,6では粗度高さ以下で乱れの強さが大きい。また、風向計による風向の測定から測定位置1,4,5,6では床面付近に平均風向の決定できない点が存在し、

粗度要素による後流域内にあることを示す。

一方、時空間平均風速に関しては粗度高さ h 以上で鉛直分布形状がほぼ対数法則に従い、レイノルズ応力の時空間平均値も高さ方向にほぼ一定となる。また、粗度高さ以下で時空間平均風速は対数分布とは異なる分布形状を示し、曲線の変曲点はおおむね $z = h$ にある。これより、時空間平均風速の鉛直分布に関して、粗度要素の影響が直接及ぶ範囲が粗度高さまでであるとみなせるので、キャノピーの厚さは粗度高さ h と等しいとみなすことができる。

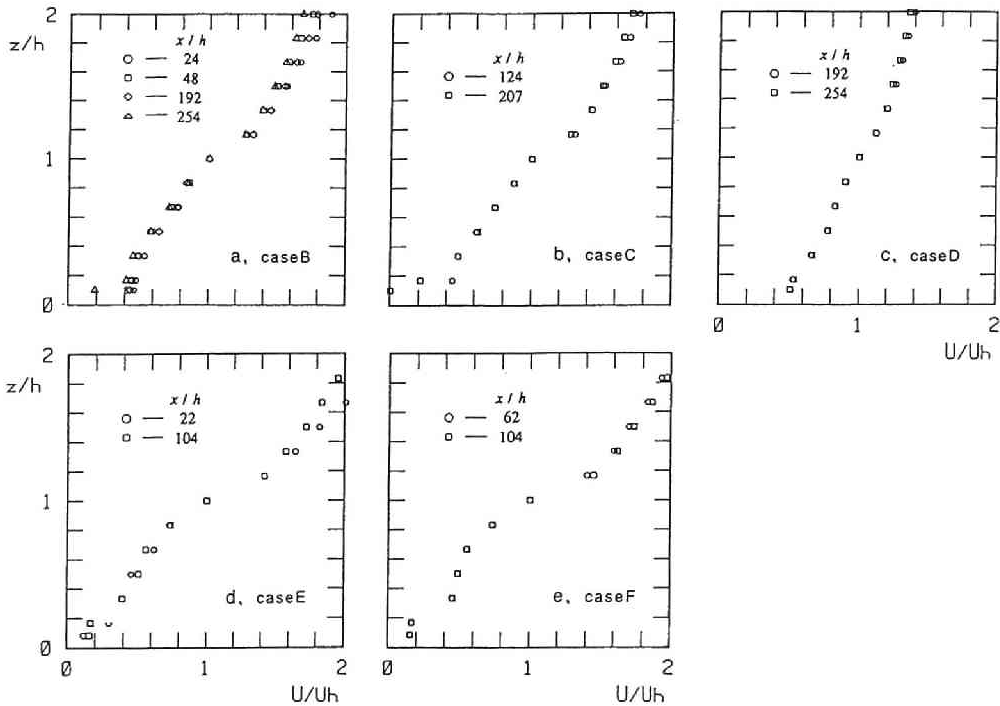


Fig.4.9 時空間平均風速 U の吹送距離による変化, 主流風速 U_0 はすべて約 10 m/s.

4.3.3 キャノピー内の時空間平均風速

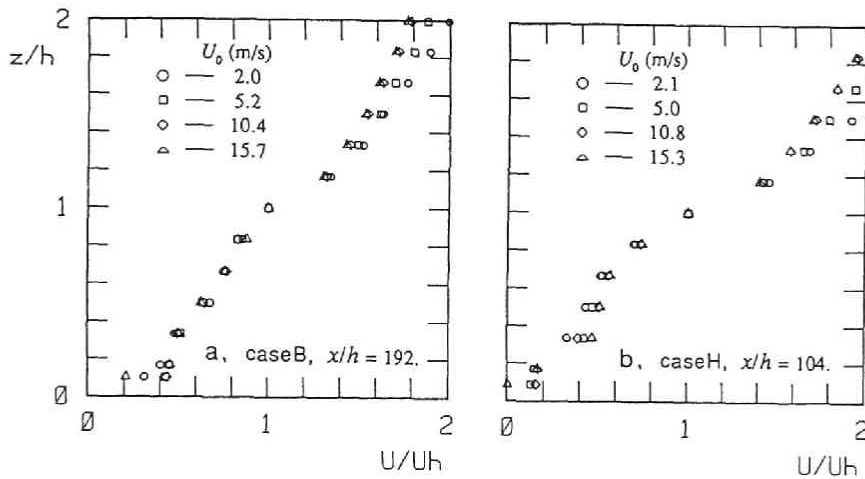
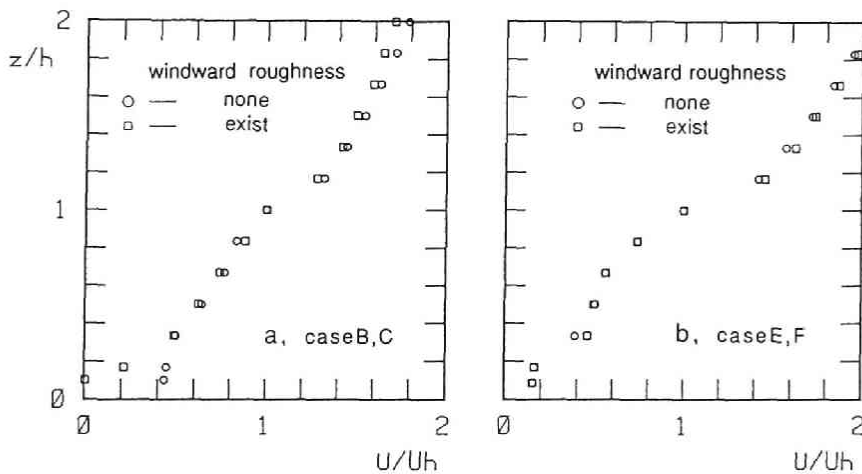
ここではキャノピー内の時空間平均風速の鉛直分布形状が、吹送距離、基準風速、流入気流性状および粗度形状によってどのように変化するかを調べる。以下、時空間平均風速 U は粗度高さ h における時空間平均風速 U_h で無次元化して扱う。

(1) 吹送距離による変化

吹送距離による変化を Fig.4.9 に示す。図より、流入気流性状や粗度形状が異なっても鉛直分布形状は吹送距離によってほとんど変化しないことがわかる。

(2) 風速による変化

風速による変化を Fig.4.10 に示す。Fig.4.10a より case B (立方体粗度ブロッ

Fig.4.10 時空間平均風速 U の風速による変化Fig.4.11 時空間平均風速 U の流入気流性状による変化, 主流風速 U_0 はすべて約 10 m/s, case B; $x/h = 192$, case C; $x/h = 207$, case E, F; $x/h = 104$.

ク, $w \times h, d \times h = 30 \times 30 \times 30 \text{ mm}^3$, $\rho_r = 1/8$) の場合, 風速による変化はほとんど無い. Fig.4.10b より case H (直方体粗度ブロック, $w \times d \times h = 30 \times 30 \times 60 \text{ mm}^3$, $\rho_r = 1/8$) の場合, 風速分布は地面付近で少し変化し, 風速の増加に伴って U/U_h の値も大きくなる傾向があるが, その大きさは僅かである.

(3) 風上側の流入気流性状による変化

吹送距離と風速がほぼ同じ場合の, 流入気流性状の違いによる変化を Fig.4.11 に示す. 今回用いた 2 種類の流入気流ではキャノピー内の風速分布はほとんど変

化しなかった。

(4) 粗度形状による変化

Fig.4.12に示すように、分布形状は粗度密度により変化する。case A,D,Gの比較より粗度体積密度 ρ_r が低くなるほど各高度において無次元化風速 U/U_h は大きくなり、キャノピー上層部で高さ方向の風速変化が小さくなる。また、case DとHに違いがみられるように、粗度高さと幅の比（アスペクト比）によっても分布形状は変化し、アスペクト比が大きくなるほど U/U_h の値は小さくなって、粗度密度が高くなるのと同じ効果を示す。

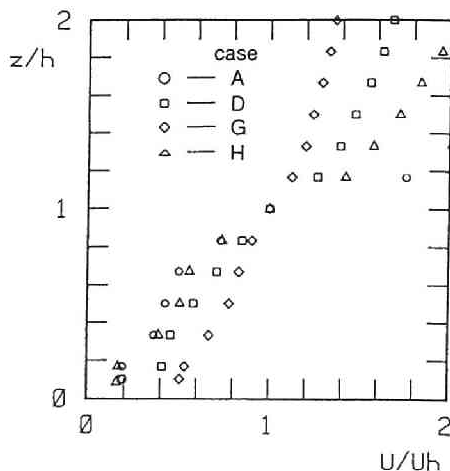


Fig.4.12 時空間平均風速 U の粗度形状による変化, 主流風速 U_0 はすべて約10m/s, x/h はcase E以外すべて254, case Eは104.

4.4 キャノピー内の時空間平均風速の数値計算

前節で示したように、粗度高さ h における時空間平均風速 U_h によって無次元化した時空間平均風速 U/U_h の分布形状は、キャノピー内において吹送距離、流入気流性状にはあまり影響を受けない。また、粗度密度やアスペクト比等、粗度形状による変化に比べると風速による変化は僅かである。そこで、以下では粗度形状による影響に的をしぼり、時空間平均風速の鉛直分布形状を求めるために、簡単な乱流モデルを用いて粗度形状を取り込んだ計算を行い、実験結果と計算結果を比較することによって、風速分布形状にもっとも影響を及ぼす粗度形状の定量的な評価を試みる。

4.4.1 既存のモデル

地表面には木や草、建物等の障害物が存在するので、キャノピー内の流れは地面や粗度要素の表面摩擦だけでなく、各粗度要素に加わる圧力に釣り合う力を受ける。通常、この圧力抵抗は摩擦抵抗に比べて大きく支配的な項とみなせるので、Fig.4.13に示すようにキャノピー内で高さ方向に1次元の流れ場を考えた場合、流れの受ける剪

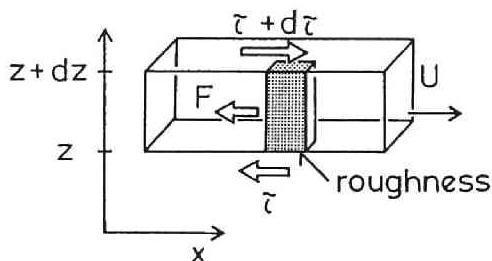


Fig.4.13 キャノピー内の力の釣り合い

断応力 τ の高さ方向の変化と、単位体積中に含まれる粗度要素が流から受ける圧力抵抗 F が釣り合うとして、次式のようにおくことができる。

$$\frac{d(\tau/\rho)}{dz} = F \quad \dots\dots\dots (4.1)$$

式(4.1)における τ/ρ 、 F の与え方によって種々のモデルが存在するが、もっとも簡単な例としては τ/ρ を勾配拡散モデルで表したものである。すなわち乱流拡散係数（渦動粘性係数とも呼ばれる） ν_t を用いて剪断応力を風速勾配と結びつけ

$$\frac{\tau}{\rho} = \nu_t \frac{dU}{dz} \quad \dots\dots\dots (4.2)$$

の関係を仮定する。ここで U は高さ z における x 軸方向成分の水平面内時空間平均風速である。このモデルに属する例をTable 4.2にまとめる。

Table 4.2

モデル	F	ν_t	解析解
Inoue ¹⁾	$\frac{1}{2} ac U^2$	$l^2 \frac{dU}{dz}$	$U = U_h \exp(-b(h-z))$ ただし、 $b = (\frac{ac}{4l})^{\frac{1}{3}}$
石崎 ¹³⁾	$c(U^2 - 2(h-z)U \frac{dU}{dz})$	$ku_* z$	無し
対数法則 (参考)	0	$ku_* z$	$u = \frac{u_*}{K} \ln(\frac{z-d_0}{z_0})$

a は粗度表面積密度（ここでは単位体積に含まれる葉面積）、 c は粗度要素がもつ抵抗係数、 l はキャノピー内の乱れの代表スケール、 u_* はキャノピー上方における摩擦速度、 k は比例定数で、 a, c, l および k はキャノピーの中で一定とする。

表において、Inoueのモデル¹⁾は植物キャノピーに対するもので、計算結果はキャノピー上層部における観測結果を良く近似するが、地表面上で風速が零にならないという欠点を持つ。石崎のモデル¹³⁾は市街地キャノピーに対するモデルであるが、 F の項の物理的意味が不明である。また、参考として示したように粗度要素が流から受ける圧力抵抗 F が無い場合、すなわち粗度要素が無いような流れでは対数法則に対応している。

4.4.2 風速分布を与えるモデルおよび計算方法

ここではキャノピー内で高さ方向に1次元の流れ場を考え、時空間平均風速の鉛直分布形状を求めることとし、

- 1) 強風中立状態を仮定し熱の影響は無視する.
- 2) 高レイノルズ数流れ場を考え、風速による変化はないとする.
- 3) 粗度形状の高さ方向の変化はない.
- 4) コリオリ力は無視する.

という条件のもとに、なるべく簡単な乱流モデルを使った計算を行う. 以上の点を考慮し、以下のようなモデルを用いる.

式(4.1)において、 F をInoueと同様にモデル化し、

$$\frac{d(\tau/\rho)}{dz} = \frac{1}{2} ac U^2 \quad (4.3)$$

とする. 剪断応力 τ については勾配拡散モデルを用い、乱流拡散係数はキャノピー層上方における摩擦速度の時空間平均値 u_* と地面からの距離 z に比例するとして、次式のように与える.

$$V_t = ku_* z \quad (4.4)$$

ここで、 k は比例定数である. 式(4.2), (4.3), (4.4)を変形すると、次のような U に関する2階の非線形常微分方程式となる.

$$z \frac{d^2 U}{dz^2} + \frac{dU}{dz} = C U^2 \quad (4.5)$$

$$C = \frac{ac}{2ku_*} \quad (4.6)$$

これを境界条件

$$z=0 \quad \text{において} \quad U=0 \quad (4.7)$$

$$z=h \quad \text{において} \quad U=U_h \quad (4.8)$$

のもとに、差分近似により数値的に解いた. 計算は二次精度の中心差分を用いて行った. すなわち、

$$\frac{dU_i}{dz} = \frac{U_{i+1} - U_{i-1}}{2\Delta z} \quad (4.9)$$

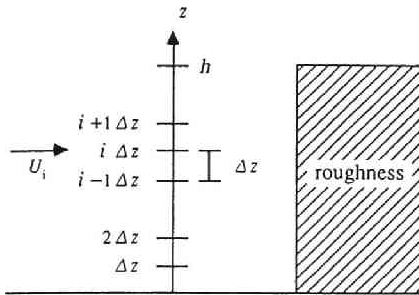
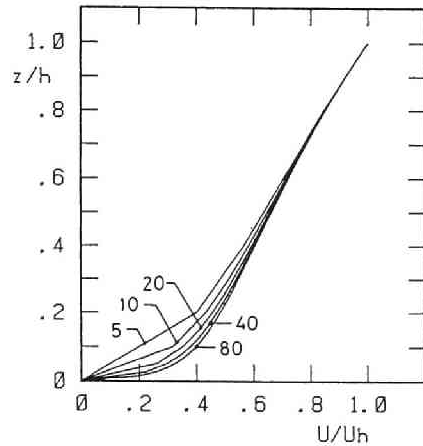


Fig.4.14 キャノピー内における差分分割

Fig.4.15 分割数 n による計算結果の変化
: $h=30\text{mm}$, $C=10\text{s/m}^2$, $n=5\sim 80$, $U_0=5.0\text{m/s}$.

$$\frac{d^2 U_i}{dz^2} = \frac{U_{i+1} - 2U_i + U_{i-1}}{\Delta z^2} \quad \dots\dots\dots (4.10)$$

とする。ここで、Fig.4.14に示すように U_i は $z=i\Delta z$ における風速、 $\Delta z=h/n$ 、 n は分割数である。分割数を変化させた計算例をFig.4.15に示す。図に示すように、計算結果は $n=40$ でほぼ収束すると考えられるので、以下 $n=40$ として計算を行った。

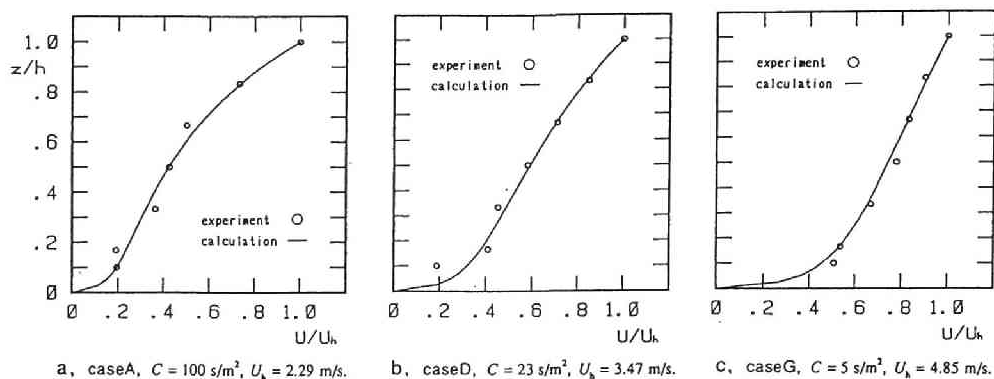
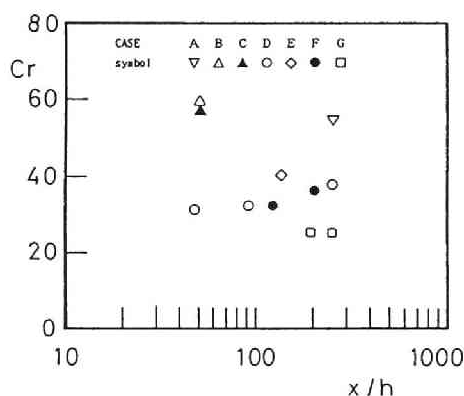
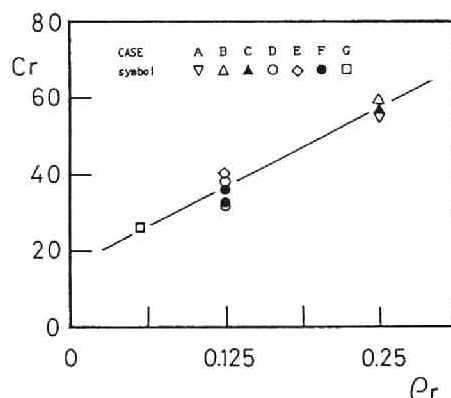
4.4.3 実験結果と計算結果の比較

実験結果より求めた時空間平均風速の鉛直分布を計算結果がもっとも良く近似するように、式(4.5)における C の値を最適化した。種々のラフネスに対する計算結果と実験結果をFig.4.16a～cに示す。計算結果は実験結果をおおむね良く近似し、キャノピー内の風速分布を良く表している。

4.4.4 粗度の評価

計算において粗度はパラメータ C によって取り込まれている。式(4.6)より、 C は粗度表面積密度 a (ここでは単位体積中に含まれる粗度要素の軸方向の見つけ面積とする)、抗力係数 c 、式(4.4)における比例定数 k およびキャノピー上部での時空間平均摩擦速度 u_* を含み、その単位は s/m^2 である。ここで、 a とキャノピー上部での平均風速 U_h を使って C を無次元化し、

$$C_r = \frac{2CU_h}{a} = \frac{cU_h}{ku_*} \quad \dots\dots\dots (4.11)$$

Fig.4.16 実験結果と計算値の比較, $x/h = 254$.Fig.4.17 ラフネスパラメータ C_r の吹送距離による変化Fig.4.18 ラフネスパラメータ C_r と粗度体積密度 ρ_r の関係

とおくと、 C_r はラフネスの形状に依存したパラメータと考えられる。立方体粗度ブロックについて a, U_h および最適化により得られた C の値を使って求めた C_r の送距離方向の変化をFig.4.17に示す。図中のシンボルと対応する実験条件はTable.4.1に示す通りである。図より、 C_r は粗度表面積密度の増加と共に増加している。また、case A, B, CおよびD, E, Fのようにラフネスの幾何学的形状が相似である場合に、 C_r は吹送距離によって少しばらつくがほぼ同じ値を取る。 C_r の吹送距離方向の変化は x/h が大きくなるほど小さくなると考えられるので、今回実験を行った最小の x/h 以上ではラフネスの幾何学的形状が相似な場合には C_r はほぼ同じ値を取るものとみなす。そこで、ラフネスの幾何学的形状が相似であれば変化しないパラメータとして粗度体積密度 ρ_r を取り上げ、立方体粗度ブロックについて ρ_r と C_r の関係を求めた。Fig.4.18に示すように、 C_r が吹送距離によって

大きく変化しないとすれば、今回行った実験の範囲で ρ_r と C_r の関係は次式で近似できる。

$$C_r = 164 \rho_r + 16 \quad \dots\dots\dots (4.12)$$

この関係を式 (4.11) に代入して変形すると、

$$C = \frac{a C_r}{2 U_h} = \frac{a (164 \rho_r + 16)}{2 U_h} \quad \dots\dots\dots (4.13)$$

となり、本報で用いた乱流モデル中ただ一つのパラメータ C が粗度体積密度、粗度表面積密度およびキャノピー上部での時空間平均風速から決まる。これらの値はラフネスの形状が決まれば求めることができるので、キャノピー内の時空間平均風速の鉛直分布を予測することができる。

4.5 考 察

粗度ブロックのように、粗度要素の存在によって空間内の流体部分の割合が大きく変化するような場合に対しても、植物キャノピーの場合と同様に簡単な勾配拡散モデルを用いて、時空間平均風速の鉛直分布を計算することができた。その結果、粗度を表すパラメータは粗度体積密度 ρ_r 、粗度表面積密度 a および粗度高さにおける時空間平均風速 U_h の関数として表すことができることがわかった。このとき、 ρ_r 、 a の値は粗度形状が決まれば一意的に決まるが、 U_h の値は風速と圧力勾配の影響を無視したとしても、第3章で示したように粗度形状および吹送距離によって変化する。しかし、前節で用いた手法は1次元の計算手法のため、吹送距離方向の風速変化は求めることができない。したがって、その変化は他の方法で知らねばならない。

このように、定常流れ場を解析対象とし、キャノピー内では剥離や逆流等、局所的な流れの性状を求めるのではなく、時空間平均値の分布を求めることだけを考えても、数値計算によって粗面上に発達する乱流境界層内の気流性状を求めるには、種々の問題が存在する。前述のように、乱流境界層の流れ方向の変化を求めるためには、少なくとも2次元の解析ができ、できれば3次元への拡張が可能であることが望ましい。このとき、粗度形状を直接計算に取り込むことができるように、粗度要素を含む流れ場を扱うことのできる乱流モデルおよび計算手法が要求される。具体的には、粗度要素が存在する地面付近のキャノピーから、粗度要素が存在しない上層部（対数領域および後流領域）に至るまでの計算ができるように、粗度要素の空間的な体積変化を取り入れられること。一様な粗度形状を

もったラフネス上に発達する乱流境界層内の気流性状の変化（たとえば粗度長やべき指数の吹送距離方向の変化）自体を計算で予測できるように、粗度を計算に取り込むパラメータは吹送距離による影響を受けず、粗度形状だけに依存する形で与えることができること、等が要求される。

4.6 まとめ

本章では、粗面上に発達する乱流境界層内の気流性状を考える際にもっとも重要となる地面付近で粗度要素の影響を直接受ける層、すなわちキャノピー内の気流性状について検討した。

始めに、立方体および直方体の粗度ブロックを用いた風洞実験結果をもとに、キャノピー内の風速分布を測定する際の問題点を検討した。その結果、

- 1) キャノピー内では、各粗度要素による剥離流のために地面付近で平均風向が定まらない点が存在し、このような点では乱れが大きく、測定誤差が非常に大きくなる。
- 2) 風向計および流れの向きが判別できるタンデム型熱線風速計によって測定を行うと、時間平均風速の x 軸方向成分が負になっている点があり、逆流域が存在することがわかる。このような場所では、X型熱線風速計によって測定されたレイノルズ応力の値が負になった。また、X型熱線風速計による平均風速の測定値は正になるので、風速を大きく見積る危険性がある。

この過大評価を防ぎ、X型熱線風速計による測定値を有効に利用するために以下の平均操作を考えた。すなわち、レイノルズ応力の測定値が負の値を取る位置、あるいは風向計で測定した風向が一定せず平均風向の定まらない位置では風速を零とみなして空間平均を行う。流れの向きが測定可能なタンデム型熱線風速計による測定結果との比較から、この仮定に従って求めた値によって風速の時空間平均値を近似できることがわかった。

このようにして求めた各高度における水平面内の時空間平均風速の鉛直分布によって、キャノピー内の時空間平均風速の鉛直分布を評価すると、

- 1) 風速分布は粗度高さ以下で、それより上層の対数分布とは異なる分布形状を示し、その変曲点はおおむね粗度高さに一致する。したがって、粗度の影響が直接及ぶ範囲は粗度高さまでとみなせ、時空間平均速度分布を考える限りキャノピー厚は粗度高さと等しいとみなせる。
- 2) 吹送距離の違いや、風上側の流入気流性状の変化によって、キャノピー内の時空間平均風速の分布形状はほとんど変化しない。
- 3) 立方体ブロックでは風速の変化によってキャノピー内の時空間平均風速の分布形状はほとんど変化しない。

- 4) キャノピー内の時空間平均風速の分布形状は粗度形状により変化する。
このとき、粗度高さの風速で無次元化された風速は粗度密度が高くなるほど小さくなる。また、キャノピー上部で高さ方向の風速変化が大きくなる。
- 5) 粗度高さと幅の比によっても時空間平均風速の分布形状は変化し、粗度高さが高くなって、粗度高さと幅の比が大きくなるとき、粗度高さの風速で無次元化された時空間平均風速は小さくなり、粗度密度が高くなるのと同じ効果を示す。

ことがわかった。

次に、簡単な乱流モデルを用いてキャノピー内の時空間平均風速の鉛直分布を計算し、実験結果との比較を行った。粗度を粗度要素の持つ抗力係数とラフネス上部の摩擦速度を含んだラフネスパラメータ C_r で表すと、立方体粗度ブロックについては粗度体積密度0.25以下の範囲で、粗度体積密度の増加と共に C_r の値も増加することがわかった。 C_r と粗度体積密度の関係から、粗度体積密度、粗度表面積密度およびキャノピー上部での時空間平均風速がわかると、キャノピー内の時空間平均風速の鉛直分布を計算できることを示した。ただし、この方法は1次元計算で、吹送距離方向の風速変化は求めることができない等の欠点を持つ。そこで、数値計算によって粗面上に発達する乱流境界層内の気流性状を求める際の問題点を検討した結果、

- 1) 少なくとも2次元の解析ができ、3次元への拡張が可能である。
- 2) 粗度要素の空間的な体積変化を扱うことができ、粗度要素が存在するキャノピーから、粗度要素が存在しない上層部（対数領域および後流領域）に至るまでの計算ができる。
- 3) 粗度を計算に取り込むパラメータは、粗度形状だけに依存する形で与えることができ、吹送距離による影響を受けない。

等の条件を満たす計算手法の開発が必要であるということがわかった。

参考文献

- 1) Inoue, E. : On the turbulent structure of airflow within crop canopies, Jour. Meteor. Soc. Japan, Series II, Vol. 41, No.6, 1963, pp.317-326.
- 2) Cowan, I.R., Mass : Heat and momentum exchange between stands of plants and their atmospheric environment, Quartary Journal of Royal Meteorological Science, Vol.94, 1968, pp.523-543.
- 3) Kondo, J. and S.Akashi : Numerical studies on the two-dimenrional flow in horizontally homogenous canopy layers, Boundary-Layer Meteor., Vol.10, 1976, pp.255-272.
- 4) Wilson, N.R. and R.H.Shaw : A higher order closure model for canopy flow, Jour. Appl. Meteor., Vol.16, 1977, pp.1197-1205.
- 5) Yamada, T. : A numerical model study of turbulent airflow in and above a forest canopy, Jour. Meteor. Soc. Japan, Vol.60, No.1, 1982, pp.439-454.
- 6) 関根 毅・海野健一 : 市街地における建築物周辺気流の立体的構造に関する研究その1.規則的配列模型周辺気流の性状について, 日本建築学会論文報告集, 第245号, 1976.7, pp.113-121.
- 7) 村上周三・持田 灯・日比一喜 : Large eddy simulationによる街区周辺の乱流場の解析, 第3回生研NSTシンポジウム講演梗概集乱流の数値シミュレーション, 1988.2, pp.47-50.
- 8) 鵜野伊津志・植田洋匡・若松伸司・中村 晃 : 乱流モデルによる夜間都市境界層の形成機構の検討, 衛生工学研究論文集, 第24巻, 1988.1, pp.125-137.
- 9) Tutu, N.K. and R.Chevray : Cross-wire anemometry in high intensity turbulence, Jour. Fluid Mech., Vol.71, Part 4, 1975, pp.785-800.
- 10) 溝田武人 : 角柱まわりの流れ, 第4回構造物の耐風性に関するシンポジウム論文集, 1976.12, pp.125-146.
- 11) 村上周三・小峯裕己 : タンデム型熱線風速計による変動風速の三次元的な測定, 第5回構造物の耐風性に関するシンポジウム論文集, 1978.12, pp.289-296.
- 12) たとえば, Sadeh, W.Z., J.E.Cermak and T.Kawatani : Flow over high roughness elements, Boundary-Layer Meteorology, Vol.1, 1971, pp.321-344.
- 13) 石崎澁雄 : 都市内における風のプロフィールについて, 日本建築学会大会学術講演梗概集B構造I, 1968.8, pp.63-64.

第5章 粗面上に発達する乱流境界層の数値計算

5.1 はじめに

耐風設計は主に台風や季節風による強風乱流時を対象とするので、大気は強風中立状態とみなせ、熱の影響は無視できる。また、コリオリ力や圧力勾配、風速による変化も小さいとして無視しても、前章までに示したように、地面付近の気流性状は粗度形状の影響を受けて変化し、この影響がもっとも大きい。したがって、気流性状を数値計算によって予測しようとする場合、粗度形状の影響を計算にいかに取り込むかが重要になる。

地面付近の気流性状を詳しく知りたいときには、粗度形状を計算領域に再現する方法が考えられる。この場合、十分に発達した乱流境界層では境界層厚にくらべて粗度高さが低いので、解析領域の細かな分割が要求され、境界層上部まで計算を行おうとすると計算量が非常に多くなる。3次元計算を行えば粗度要素周りの空間的な気流性状を知ることができるが、計算量が膨大になって、各粗度要素の形状を変化させたり、流れ方向に計算領域を伸ばしてゆくには限度がある。現在の計算機の能力から見て、規則的な粗度配置を周期境界条件を用いて解き、高さ方向に剪断応力が一定であるような範囲の解析¹⁾が限界のように思われる。一方、粗度高さよりも上の情報が欲しいときや、境界層の発達の様子を知りたい場合には、粗度形状を計算領域に再現せずに地表面粗度をべき法則や対数法則で取り込むwall-boundary条件が用いられることが多い²⁾。この場合、粗度はべき指数や粗度長、零面変位等によって与えられる。各粗度形状に対応するこれらの値は、吹送距離が粗度高さに対して十分長く、境界層がほぼ平衡状態に達したと見なせるときの値として実験や観測により求められる。しかし、第3章で示したように、これらの値は粗度形状が一定であっても、粗度のスケールに対して吹送距離が短

い間には変化が大きいので、正確な計算を行おうとすると、吹送距離方向に値を変化させる必要がある。また、前章までに示したように、キャノピー内ではべき法則や対数法則が成り立たないので、キャノピー内の気流性状を求めることができない。したがって、流れ方向の気流性状の変化を求めたり、市街地のように粗度要素が大きい粗面上に発達する乱流境界層を、キャノピー内の気流性状をも含めて予測するためには、粗度要素の影響を何らかの方法でモデル化して計算に取り込む必要がある。このとき、4章で考察したように、粗度要素の空間的な体積変化が扱え、粗度を計算に取り込むパラメータは粗度形状だけに依存する形で与えることができないとしない。また、乱流境界層の発達の様子を知るためには少なくとも2次元の解析ができ、3次元への拡張が可能である計算手法が望ましい。

本章ではこれらの条件を満たす計算手法を提案し、乱流境界層の2次元計算を行い、計算に用いる乱流モデル、計算方法、解析領域、メッシュ分割、境界条件について検討する。計算結果は千鳥状配列粗度ブロックの場合について実験結果との比較を行い、本章で提案する手法の有効性を確かめた。また、計算結果を用いて、流れ方向の粗度変化に伴う乱流境界層内の平均風速の鉛直分布の変化を調べた。

5.2 計算手法

ここでは、粗面上に発達する乱流境界層内の気流性状を求める計算手法を提案し、計算に用いる乱流モデル、計算方法、解析領域、メッシュ分割、境界条件について実験結果との比較を行いながら検討を加える。計算手法の開発に際して、次のような条件を設定した。

- 1) 強風乱流時の平均風速分布を解析対象とし、大気は中立状態とみなして、熱の影響は無視する。
- 2) コリオリ力は考えない。
- 3) 空気は非圧縮粘性流体とし、風速による変化が少ないとみなせる高レイノルズ流れ場を考える。
- 4) 圧力勾配は境界条件として与えることができる。
- 5) 粗度要素の空間的な体積変化を扱うことができる。
- 6) 粗度を計算に取り込むパラメータは、粗度形状だけに依存する形で与えることができる。
- 7) 少なくとも2次元の解析ができ、3次元への拡張が可能である。
- 8) 定常流れ場を解析対象とし、キャノピー内では剥離や逆流等、局所的な流れの性状を求めるのではなく、時空間平均値の分布を求める。

5.2.1 乱流モデル

キャノピー内の気流性状に関する研究は森や林、農作物等、植物キャノピーにおいて数多くなされている。Wilsonら³⁾は長さスケールを既知とした多方程式モデルによる予測を行い、Yamada⁴⁾は長さスケールの方程式を用いた2方程式乱流モデルを示した。また、鵜野ら⁵⁾はYamadaのモデルをk-ε型2方程式乱流モデル（以後、簡単にk-εモデルと呼ぶ）に変換し市街地キャノピーに適用した。これらの解析では方程式系を流体部分についてのみ解いており、粗度要素である植物や建物の体積変化を考慮していない。植物キャノピーのように、単位空間あたりに存在する固体部分の割合が小さい場合には粗度要素の体積変化による影響が少ないが、市街地のように粗度要素の占める割合が大きくなってくると、粗度要素の体積変化の影響が出てくると考えられるので、それを取り扱える形で方程式系を与えた方がよい。この粗度要素の体積変化を扱うことのできるモデルとしては、体積変化をコントロール・ボリュームの考え方で取り込み、クリーンルームの解析に用いた村上ら⁶⁾、鈴木ら⁷⁾のk-εモデルが挙げられる。

一方、平岡ら^{8,9)}はナビエ・ストークス方程式に粗度要素の体積変化を考慮した時空間平均操作^{注1)}を行い、Launderらによる標準型k-εモデル¹⁰⁾の形に近似を行って、粗度要素の影響を新たにモデル化して付け加え、粗度要素の体積変化も取り扱えるように改良を加えたモデルを示した。

ここでは、平岡らの示したk-ε型乱流モデルを用いる。以下に文献8,9)に基づ

注1 時空間平均操作：乱流モデル導出の際に用いた空間平均 $\langle \rangle$ は次式で定義され、平均化操作は粗度要素を含む空間 V_0 に対して行われる。

$$\langle f \rangle = \frac{1}{V_0(x)} \int H(x-x') f(x') dx' \quad \text{..... (a1)}$$

ここで、 $H(x)$ は V_0 で十分滑らか、 $|x| \rightarrow \infty$ で $H(x) \rightarrow 0$ となるようなフィルター関数、 V_0 は V_0 内の流体体積である。 x_i 軸方向の風速の瞬間成分を u_i 、圧力の瞬間成分を p とし、 $\bar{}$ が時間平均を表すとすれば、風速および圧力の時空間平均値 U_i, P はそれぞれ以下のように表される。

$$U_i = \langle \bar{u}_i \rangle \quad \text{..... (a2)}$$

$$P = \langle \bar{p} \rangle \quad \text{..... (a3)}$$

乱流エネルギー K およびエネルギー消散率 ε についても同様に、

$$K = \frac{1}{2} \left\{ \langle \bar{u}_i \bar{u}_i \rangle + \langle \bar{u}_i' \bar{u}_i' \rangle \right\} \quad \text{..... (a4)}$$

$$\varepsilon = \nu \left\{ \underbrace{\left\langle \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right\rangle}_{\text{①}} + \underbrace{\left\langle \frac{\partial \bar{u}_i'}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}_i'}{\partial x_j} \right\rangle}_{\text{②}} \right\} \quad \text{..... (a5)}$$

とする。ここで、 $\bar{}$ は時間平均からの変動、 $'$ は空間平均からの変動、添字 i, j は1,2,3とし、式中添字の繰返しについては縮約を取る。

き乱流モデルを簡単に説明する．なお乱流モデルの導出に関する詳細は文献8,9)を参照されたい．用いた乱流モデルは3次元の流れ場について以下のように与えられ，粗度形状を抵抗係数および長さスケールの形で計算に取り込むことができる．

[連続の式]

$$\frac{\partial GU_i}{\partial x_i} = 0 \quad \dots\dots\dots (5.1)$$

[平均流の輸送方程式]

$$G \frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial GU_j U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial GP}{\partial x_i} - \frac{\partial G \overline{U_i U_j}}{\partial x_j} - GF_{xi} \quad \dots\dots\dots (5.2)$$

[乱流エネルギー K の輸送方程式]

$$G \frac{\partial K}{\partial t} + \frac{\partial GU_j K}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{v_i}{\sigma_k} \frac{\partial GK}{\partial x_j} \right) + G(S - \varepsilon + F_k) \quad \dots\dots\dots (5.3)$$

[エネルギー消散率 ε の輸送方程式]

$$G \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial GU_j \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{v_i}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial G\varepsilon}{\partial x_j} \right) + G \frac{\varepsilon}{K} (C_{1E} S - C_{2E} \varepsilon + F_\varepsilon) \quad \dots\dots\dots (5.4)$$

ただし，

$$S = -\frac{\overline{U_i U_j}}{G} \frac{\partial GU_i}{\partial x_j} \quad \dots\dots\dots (5.5)$$

$$\overline{U_i U_j} = -\frac{v_i}{G} \left(\frac{\partial GU_i}{\partial x_j} + \frac{\partial GU_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} K \delta_{ij} \quad \dots\dots\dots (5.6)$$

$$v_i = \frac{C_D K^2}{\varepsilon} \quad \dots\dots\dots (5.7)$$

で， $i, j, k = 1, 2, 3$ ， $x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z$ ， $U_1 = U, U_2 = V, U_3 = W$ である．添字の繰り返しは総和をとる． δ_{ij} はクロネッカーのデルタで， $i = j$ のとき1， $i \neq j$ のとき0である．また，従来の $k-\varepsilon$ モデルに現れるモデル係数は次式に示すように粗度要素の無い場合の標準的な値を用いた．

$$C_D = 0.09, \sigma_k = 1.00, \sigma_\varepsilon = 1.30, C_{1E} = 1.44, C_{2E} = 1.92. \quad \dots\dots\dots (5.8)$$

各変数および係数の意味は以下の通りである．

U_i : 単位流体体積あたりの x_i 軸方向時間平均風速

- P : 単位流体体積あたりの時間平均圧力
 K : 単位流体体積あたりの時間平均乱流エネルギー
 ε : 単位流体体積あたりの時間平均エネルギー消散率
 G : 単位空間あたりの流体体積
 t : 時間
 ρ : 空気密度
 ν_t : 渦動粘性係数

輸送方程式の中で、 F_{xi} , F_K , F_E は粗度要素の存在により生じた項で、 F_{xi} は粗度要素が x_i 軸方向の流れに及ぼす力、 F_K は F_{xi} によって生じる乱流エネルギーの生成項、 F_E は粗度要素によって生じるエネルギー消散率 ε の生成項である。

F_{xi} は粗度要素が流れから受ける x_i 軸方向の抗力に釣合う力と考え、 x_i 軸方向の抵抗係数 C_{fi} および次式 (5.9) で定義する粗度表面積密度 a_{xi} を用いて式 (5.10) のように与える。

$$a_{xi} = \frac{\text{粗度要素の壁面面積} / 4}{\text{流体体積}} \quad (5.9)$$

$$F_{xi} = \frac{1}{2} a_{xi} C_{fi} |U_i| U_i \quad (5.10)$$

F_K は粗度要素が流れから受けるエネルギーに比例すると考え、次式のように与える。

$$F_K = U_i F_{xi} \quad (5.11)$$

F_E は粗度要素の存在に起因する ε の生成項で、村上ら⁶⁾鈴木ら⁷⁾にならい、次式のように長さスケール L を含んだモデル化^{注2}を行う。

$$F_E = C_{pE} \frac{K^{3/2}}{L} \quad (5.12)$$

注2 ε の生産項のモデル化：式 (a4), (a5) の①, ③項は空間変動成分による項であり、粗度要素の存在により生じる。②, ④項は時間変動成分による項である。粗度要素が存在する場合には、平均流から式 (a4) の②項で表される時間変動成分の乱れを経て粘性消散により熱に変わるエネルギーの流れと、平均流から一旦式 (a4) の①項で表される空間変動成分の乱れになり、時間変動成分の乱れを経て粘性消散により熱に変わるエネルギーの流れが存在する。このうち、粗度要素の存在による ε の生産項 F_E のモデル化において重要となるのは後者である。生産項 F_E が空間変動成分の乱れから時間変動成分の乱れに供給されるエネルギーに起因するとし、空間変動成分の乱れのスケールが粗度形状を代表する長さスケールに相当すると見なしてモデル化を行うと、式 (5.12) のようになる。

一方、村上らが行った床グレーチングの解析^{6,7)}では、床グレーチング内の特徴長さスケール L' を用いて $F_E = C_{pE} (K^{3/2} / L' - \varepsilon)$ のように与え、 C_{pE} が床グレーチング部のみで大きな値を取るとした。これは、床グレーチング部で $\varepsilon \approx K^{3/2} / L'$ という拘束条件を与えていることになり、エネルギー消散率の輸送方程式の中で粗度要素の存在による生成項という意味あいはいは少ないように思われ、式 (5.12) のモデル化とは異なる。なお、詳しい考察は参考文献8,9)を参照されたい。

ここで、 L は粗度形状を代表する長さスケールとして粗度要素の水平断面における平均周長の4分の1とする。また、 C_{pe} はモデル定数で、キャノピー内における乱れのスケールと粗度形状を代表する長さスケールとの比と考えることができ、粗度形状に依存するパラメータである。これら、モデル化によって生じた係数およびモデル定数の値はラフネスが無い所で、

$$C_{fi} = C_{pe} = 0 \quad \dots\dots\dots (5.13)$$

とする。このとき、乱流モデルは標準型 $k-\varepsilon$ モデルと一致する。

5.2.2 モデル定数

計算に先立ち、新たに導入されたモデル定数 C_{fi} 、 C_{pe} の値の変化によって計算結果がどのように変化するか、1次元計算により調べる。

解析は十分に発達して平衡状態に達している乱流境界層を考え、レイノルズ応力が一定である範囲について高さ方向に1次元の流れ場を考える。Fig.5.1に示すように粗度高さ h の約3.4倍までを計算領域とし、セル分割は40等分とした。計算は2次精度の中心差分を用いて行った。上方境界における平均風速および乱流エネルギーの値は実験値を参考に与え、エネルギー消散率については $d\varepsilon/dz=0$ とした。床面境界では乱流エネルギーおよびエネルギー消散率に関して $dK/dz=d\varepsilon/dz=0$ とした。また、床面第1セルで、 $\varepsilon=K^{3/2}C_D^{3/4}/0.4z$ 、 $-\overline{u'w'}=\sqrt{C_D}K$ とし、風速勾配はべき法則（べき指数1/7）

で与えた。モデル定数 C_D 、 σ_k 、 σ_ε 、 C_{1E} 、 C_{2E} の値については式(5.8)に示す値を用いた。 $a_x=4.77\text{m/s}$ 、 $G=0.875$ 、 $L=0.03\text{m}$ の場合について行った計算結果をFig.5.2に示す。図中 U 、 K の値は上方境界での時空間平均風速 U_r で無次元化してある。各モデル定数を変化させるに際し、他の2つのモデル定数の値は固定した。また、キャノピー内でモデル定数および a_x 、 G 、 L の値は一定とした。以下図を参考にして、各モデル定数による計算結果の変化を検討する。

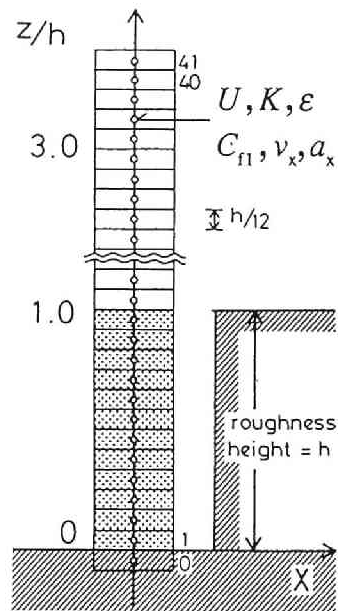


Fig.5.1 計算領域およびセル分割

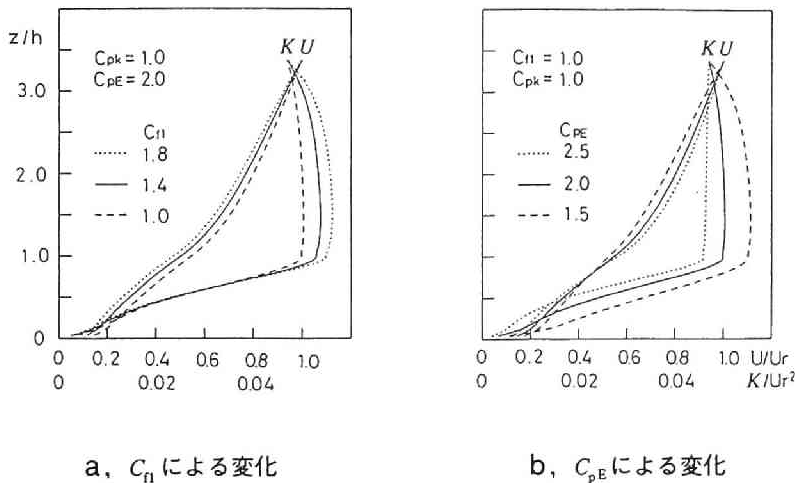


Fig.5.2 モデル定数による計算結果の変化: $a_x = 4.77 \text{ m/s}$, $G = 0.875$, $L = 0.03 \text{ m}$.

C_n による変化 : C_n はラフネス内における各高度での時空間平均風速に対する抵抗係数である。実験で用いた粗度要素のもつ C_n の値は乱流中の独立正方形角柱の持つ形状係数の値¹¹⁾と大きく違わないと考えられるので、 $1.0 \leq C_n \leq 1.8$ の範囲で C_n を変化させた。Fig.5.2a に示すように C_n の増加とともに風速は減少し、乱流エネルギーはラフネス内で僅かに減少し、上層で増加する。

C_{pe} による変化 : $1.5 \leq C_{pe} \leq 2.5$ の範囲で C_{pe} の値を変化させた。Fig.5.2b より C_{pe} の増加とともに風速はラフネス内で減少、上層で増加することがわかる。また、乱流エネルギーは C_{pe} の増加にともなって減少する。

モデル定数 C_n および C_{pe} は粗度形状に依存する値と考えられ、以下に述べる 2 次元計算では計算結果が実験結果をもっとも良く再現するように最適化する。実際に、ある粗度形状に対するモデル定数の値を求める場合には、上述の傾向を考慮して計算を繰り返し、計算結果が実験結果をもっとも良く近似するときの値として最適値を求めた。

5.2.3 計算方法

以下では乱流境界層の発達の様子を見るために 2 次元計算を行い、計算手法の妥当性を検証する。計算に際し、支配方程式は差分法により離散化し、SMAC 法によって計算を行った。変数配置は staggered mesh 系にとり、時間に関して 2 次精度の Adams-Bashforth スキーム、空間に関して 2 次精度の中心差分（ただし K , ε に関して移流項は風上差分）を用いた。

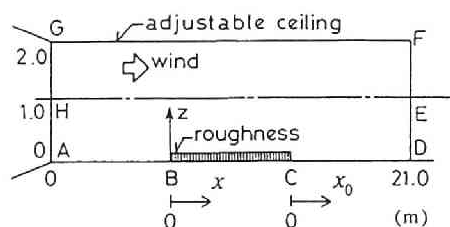
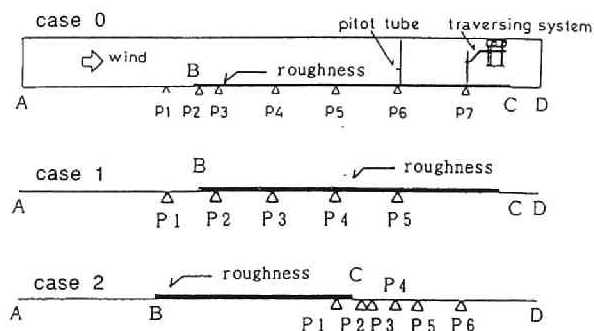


Fig.5.3 解析領域および座標系

Fig.5.4 ラフネスの配置および測定位置
(Δ は測定位置を示す)

5.2.4 解析領域

Fig.5.3に示す風洞内の領域ABCDEFGHについて計算を行い、ラフネス上に発達する乱流境界層内の気流性状を求めた。図においてAB, CDおよびFG部分は滑面, BC部分が粗面で、座標系は図に示すようにラフネスの後縁からの x 軸方向の吹送距離を x_0 とする。対応する風洞実験はFig.5.4に示すように、ラフネス位置の異なる3ケースについて行った。用いたラフネスの粗度形状をFig.5.5, Table 5.1に示す。計算との対応を取るため、実験に際して天井高は一定とし、壁面FGは平板となるようにした。風速の測定にはX型熱線風速計を用い、2次元計算との対応を考えて測定胴の中心線上で測定を行った。ただし、粗度高さ以下の測定にはタンデム型熱線風速計を用い、各高さにおける時空間平均値を求めた。なお、 K の実験値は $-\overline{u'w'}$ の測定結果より $K = -\overline{u'w'}/\sqrt{C_D}$ として求めた。計算と実験結果の比較の図において U, K は境界層上部 ($z = 0.7\text{m}$) の主流風速 U_0 で無次元化してある。各ケースにおける測定位置をFig.5.4に示す。

5.2.5 メッシュ分割

Fig.5.6に示すように、全体のメッシュ分割は x 軸方向に121等分割、 z 軸方向に71分割（不等間隔）で、床面および天井付近でメッシュ間隔を細かくしてある。Fig.5.7に床面付近のメッシュ分割および変数配置の詳細を示す。なお、次段に示す境界条件の検討を行う前に、 x および z 軸方向の分割幅を半分にした詳細な計算も行い、計算結果を比較した。その結果、両者の差は小さく、全体の流れのパターンもほぼ同じであった。これより、Fig.5.6に示したメッシュ分割が妥当であると判断し計算に用いた。

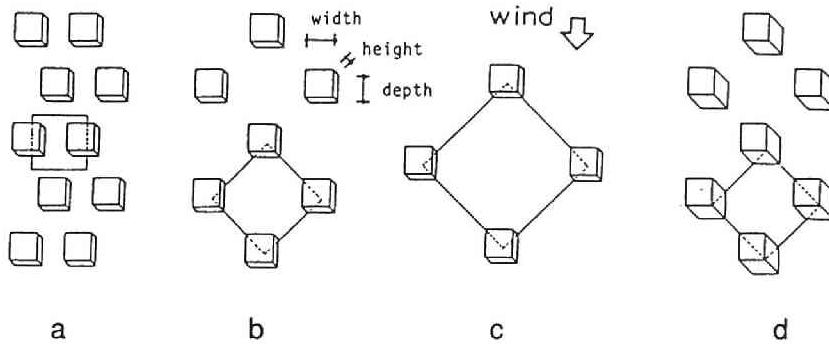


Fig.5.5 粗度の配列形状

Table 5.1 粗度形状と対応する実験名

roughness	roughness arrangement in Fig.5.5	width (m)	height h (m)	depth (m)	G	a_x (1/m)	L (m)
A	a	0.03	0.03	0.03	0.750	11.11	0.03
B	b	0.03	0.03	0.03	0.875	4.76	0.03
C	c	0.03	0.03	0.03	0.944	1.96	0.03
D	d	0.03	0.06	0.03	0.875	4.76	0.03
E	b	0.06	0.06	0.06	0.875	2.38	0.06

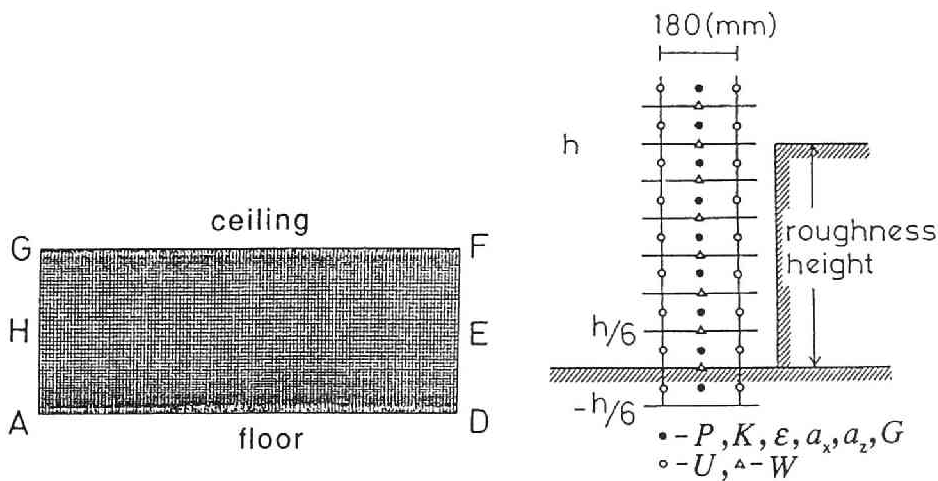


Fig.5.6 メッシュ分割

Fig.5.7 床面付近のメッシュ分割
および変数配置

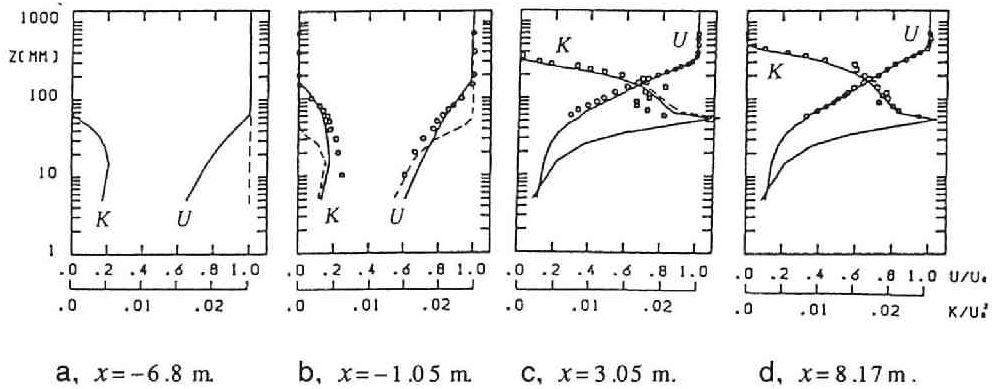


Fig.5.8 流入気流性状の違いによる計算結果の変化（粗度形状E, ラフネス配置case0 実験値, U : \circ , K : \square ; 計算値, 条件1) : —, 条件2) : ---

5.2.6 境界条件

(1) 流入境界条件

風上側流入境界AHGにおいて,

- 1) 一様流 ($U = 1, W = 0$, K, ε については計算が発散しないように零に近い正の数値 $K = 1 \times 10^{-5}$, $\varepsilon = 6.2 \times 10^{-7}$ を与える),
- 2) 平板上において乱流境界層が約5cm発達した地点の計算結果を流入条件として与える,

という2種類の条件を用いて計算を行い, 流入条件の違いによる変化を調べた. Fig.5.5の粗度形状E, ラフネス配置case0に対応する計算結果を実験結果とともにFig.5.8に示す. 条件1)を用いると, Fig.5.8bに破線で示すように, ラフネス風上側で境界層の発達が実験値にくらべて充分ではない. 一方, 条件2)を用いるとFig.5.8bに実線で示すように改善される. ただし, Fig.5.8c,dに示されるように, ある程度風下になると条件1)と2)の差はほとんど見られない. 実際の風洞内部では流入境界AHGにおいて乱流境界層がある程度発達していると考えられるので, 流入境界AHGでは条件2)を採用した.

(2) 壁面境界条件

滑面部分: 壁面境界ABCDおよびFGにおいて $W = 0$. U に関しては壁面第1セルで格子間隔が粘性低層よりも十分厚いので, ベキ法則により $\partial U / \partial z$ を与える. このとき, ベキ指数の値により計算結果は変化するが, ABCDおよびFGにおける壁面は滑面とみなせるのでベキ指数の値は $1/7$ とした. 他の変数については $\partial / \partial z = 0$ とし, ε に関しては対数法則が成り立つとし, 壁面第1セルで壁面からの

距離 Δz と K を用いて $\varepsilon = K^{3/2} C_D^{3/4} / (0.4 \Delta z)$ として与えた。

ラフネス部分：粗面部分BCにおいてラフネス上面に接するセルをFig.5.9に示す。このセルの下面面積を A とすると、下面のうち GA が下層の流体部分と、 $(1-G)A$ がラフネス上面に接している。そこで、このセル内での差分計算に際して、下面のうち $1-G$ の割合で固体壁面が占めるとし、その分については上述の滑面部分の境界条件を用いた。

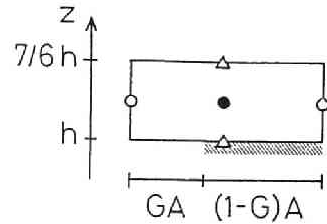


Fig.5.9 ラフネス上面に接するセル

(3) 流出境界条件

風下側流出境界DEFにおいて、

- 1) $\partial/\partial x = 0$ となるように風下側仮想セルにおける U, W, P, K, ε の値を与える、
- 2) $\partial/\partial x = 0$ となるように風下側仮想セルにおける W, P, K, ε の値を与え、 U については連続の式を満たすように与える、
- 3) $\partial/\partial x$ の値が1つ内側のセルでの $\partial/\partial x$ の値に等しくなるように風下側仮想セルにおける U, W, P, K, ε の値を与える、
($\partial^2/\partial x^2 = 0$)

という3種類の境界条件を試みたが、計算結果の差はほとんど無かったので計算時間をもっとも有利になる条件1)を採用した。

以上の境界条件を用いて計算した風洞内全域、領域ABCDEFGHの計算結果の一例（粗度形状E、ラフネス配置case0）をFig.5.10に、境界層上部（ $z = 0.7\text{m}$ ）における主流風速 U_0 および測定胴側面で測定された静圧分布 P の吹送距離方向の変化をFig.5.11に示す。なお、滑面上に発達する乱流境界層の測定および数値計算の結果から、測定胴側面（ $z = 1.2\text{m}$ ）の静圧勾配と測定胴中心部の x 軸方向の静圧勾配がほぼ等

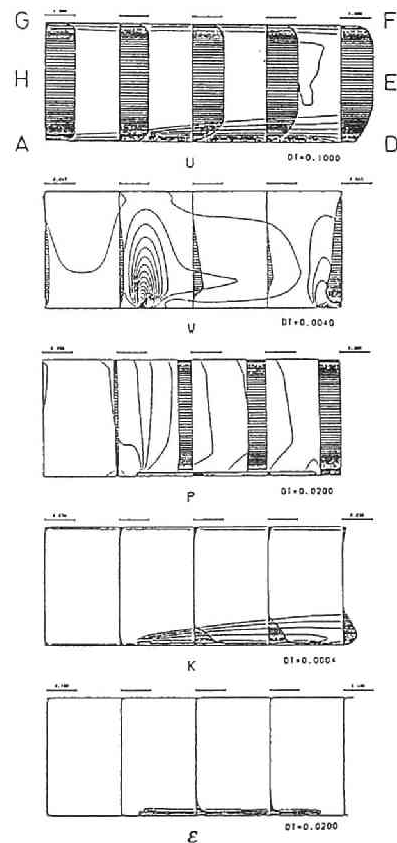


Fig.5.10 領域ABCDEFGHの計算結果(粗度形状E、ラフネス配置case0)

しいことを確かめてある。図より、 $x < 15\text{m}$ で実験結果と計算結果はほぼ対応している。 $x > 15\text{m}$ で差が大きいのは、測定胴内に存在するピトー管の支持柱およ

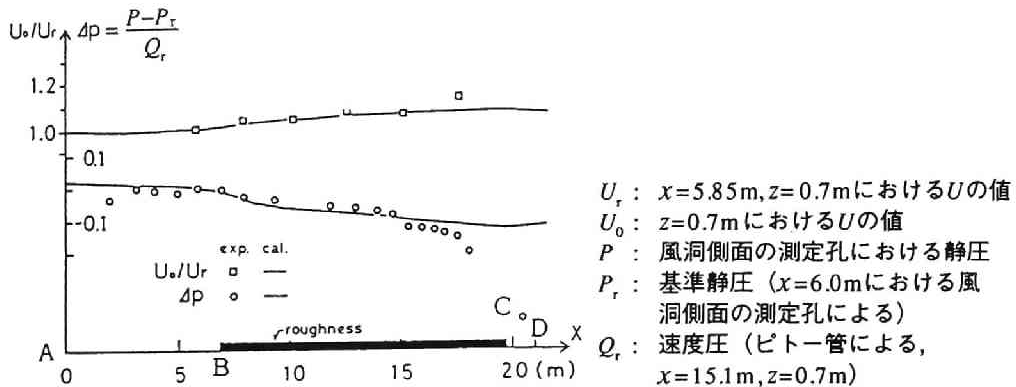


Fig.5.11 主流風速および静圧の吹送距離方向の変化 (粗度形状E, ラフネス配置case0)

びトラバース装置の影響と考えられる。このように、上述の境界条件を用いた計算結果は実験結果にほぼ対応し、吹送距離方向の変化も良く再現していることがわかる。

(4) 上方境界条件

次に、計算量を節約するために、計算領域を風洞の天井まで取らずに境界層厚以上の適当な位置に上方境界を設定する場合の上方境界条件を検討する。これは、上方に天井の無い実際の地面上における解析の際にも必要な境界条件である。ここでは、解析領域を風洞の半分の高さまでに減らし、領域ABCDEHを考え、上方境界EHにおける境界条件を以下の3種類試みた。

- 1) $\partial/\partial z = 0$ となるように上方仮想セルにおける U, W, P, K, ε の値を与える,
- 2) $\partial/\partial z = 0$ となるように上方仮想セルにおける U, P, K, ε の値を与え、 W については連続の式を満たすように与える,
- 3) $\partial/\partial z$ の値が1つ内側のセルでの $\partial/\partial z$ の値に等しくなるように上方仮想セルにおける U, W, P, K, ε の値を与える。 ($\partial^2/\partial z^2 = 0$)

その結果、条件1, 2)の差はほとんど無かった。条件2)および3)の計算結果 (粗度形状B, ラフネス配置case0)をそれぞれFig.5.12aと5.12bに示す。Fig.5.10に示す領域ABCDEFGHの計算結果との比較から、風洞内全域に対して行った計算結果にくらべて、

- 1: 条件1, 2)による計算では、上方境界EHにおける W の値が小さく計算され、その結果として境界層上部の U の値が大きくなる。また、 P の吹送距離方向の勾配および床面付近での K の値が大きくなる。
- 2: 条件3)による計算では、条件1, 2)にくらべ U, W, K の分布は改善され、領域ABCDEFGHでの計算結果に近づく。しかし、 P の吹送距離方向

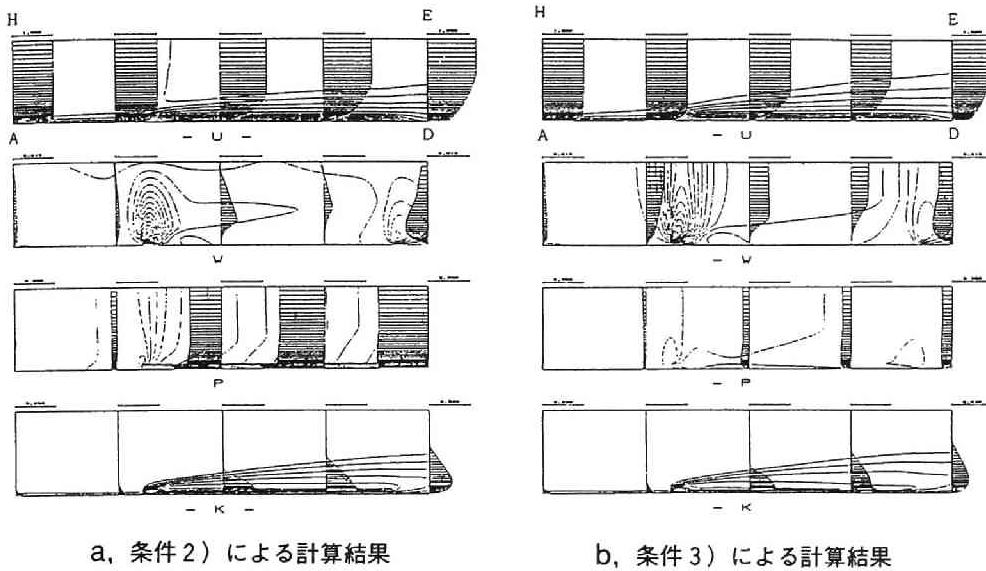


Fig.5.12 領域ABCDEHの計算結果

の勾配は実験結果にくらべて小さい。また、 U および K の値が少し小さく、 W の値も少し大きくなる。

よって、上方境界条件としては基本的に条件3)を採用することにする。ただし、第2章や文献¹²⁾等の結果によると、流れ方向の圧力勾配は乱流境界層の発達および気流性状に影響を与え、上方境界における圧力分布が何らかの方法で知ることができる場合には、条件3)において、境界における P の値を与えることにより、より正確な予測が可能になると考えられる。

5.3 実験結果との比較および考察

前節で示した計算手法が、実際の乱流境界層内における気流性状の予測に有効かどうか、実験結果との比較によって検討する。前節で示した乱流モデル、計算方法、メッシュ分割を用いて粗面上に発達する乱流境界層の2次元計算を行った。流入境界AHでは平板上において乱流境界層が約5cm発達した地点の計算結果を流入条件として与え、風下側流出境界DEでは、 $\partial/\partial x = 0$ となるように風下側仮想セルにおける U, W, P, K, ϵ の値を与えた。壁面境界条件は5.2.4 (2)のように設定した。解析領域は風洞中央、高さ1mまでの領域ABCDEHとし、上方境界EFにおいては5.2.6 (4)より、 $\partial/\partial z$ の値が1つ内側のセルでの $\partial/\partial z$ の値に等しくなるように上方仮想セルにおける U, W, P, K, ϵ の値を与える。このと

き上方仮想セルにおける P は0とし、計算との対応を取るために実験は測定胴中心部において $\partial P / \partial x = 0$ となるように天井高を調節して行った。モデル定数に関しては C_{η} と C_{pe} を変化させて計算を行い、計算結果が実験結果をもっとも良く近似するように C_{η} , C_{pe} の値を与えた。ただし、 C_{η} , C_{pe} の値はキャノピー内で一定とした。なお、ラフネス内では乱れが大きく、熱線風速計による乱流エネルギーの測定には大きな誤差が含まれる恐れがあるので、乱流エネルギーに関してはキャノピーよりも上層の分布だけを比較した。

5.3.1 流れ方向の粗度変化に伴う気流性状の変化

Fig.5.4に示すラフネスが滑面から粗面へ変化する場合case1と、粗面から滑面へ変化する場合case2の2ケースについて検討する。用いたラフネスの粗度形状はTable 5.1のEである。

case1の計算結果と U , K の吹送距離による変化をそれぞれFig.5.13, 14に、case2の結果をFig.5.15, 16に示す。図より平均風速の計算結果と実験結果は床面付近から境界層上部に至るまでほぼ対応し、吹送距離方向の変化も良く再現している。乱流エネルギーについてもラフネス上方および床面付近で少し違いがあるが、ほぼ対応していると見なせる。以下、計算結果を使って流れ方向粗度変化に伴う気流性状の変化を調べる。

(1) 滑面から粗面へ変化する場合：case 1

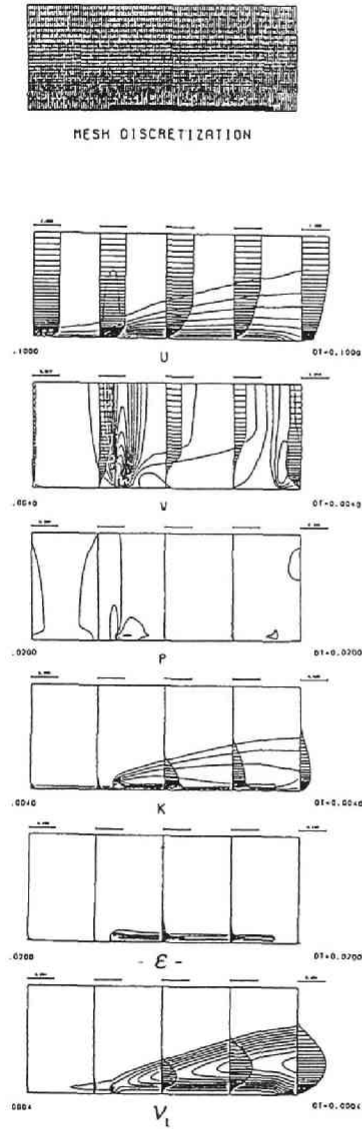
Fig.5.13, 5.14に示されるように、 U 成分はラフネス前縁B付近で急激に減速し、それに伴って W の正成分が大きくなっている。 K は粗面前縁付近で大きく、下流に進むにしたがって上空に拡散し、次第に弱まっていくのがわかる。 $U = 0.99U_0$ となる高さを境界層の厚さ δ とし、計算結果より流れ方向の変化を求めFig.5.17に示す。図より、 δ と x の関係は $x/h > 30$ の範囲において両対数グラフ上でほぼ直線になり、

$$\delta/h = 0.97(x/h)^{0.45} \quad \text{..... (5.14)}$$

と近似できる。また、粗度高さ h 以上で、 U の鉛直分布に対してべき法則を当てはめ、べき指数 α の流れ方向変化を求めるとFig.5.18のようになる。図より、今回の実験範囲で、べき指数は吹送距離方向に減少しており、計算結果は実験結果と対応する。

(2) 粗面から滑面へ変化する場合：case 2

Fig.5.15, 5.16より、 U 成分はラフネス後縁C付近で速度を回復し、それにともなって W の負成分が大きくなっている。 U の x 方向の変化を、 $x = 0$, 高さ z における U の値 $U_f(z)$ に対する比で求め、Fig.5.19に示す。図より、 $x_0/h < 140$ の範囲に



(粗度形状E, ラフネス配置case1)

Fig.5.13 領域ABCDEHの計算結果

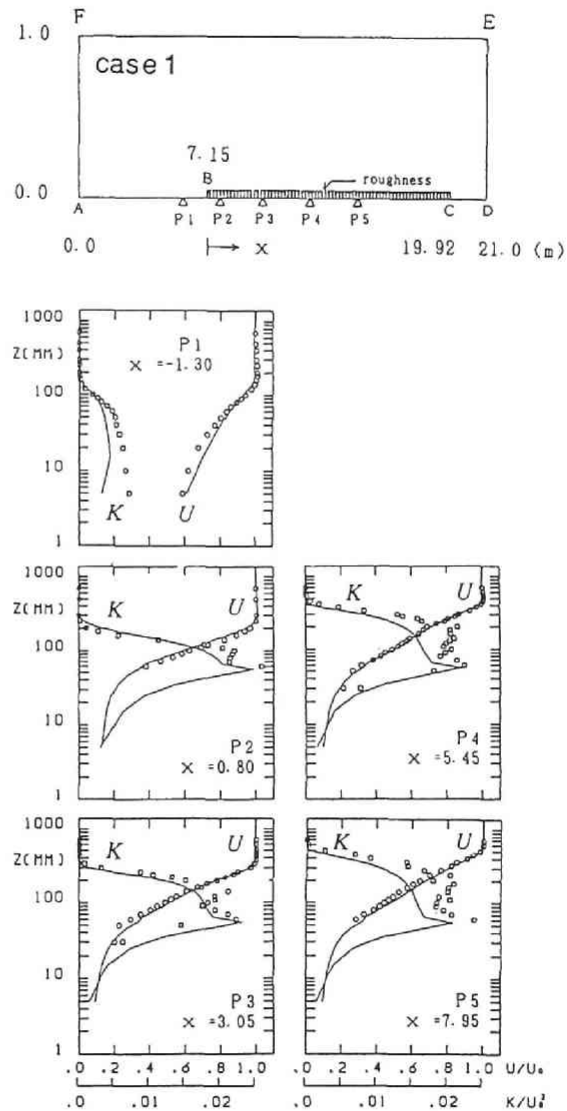
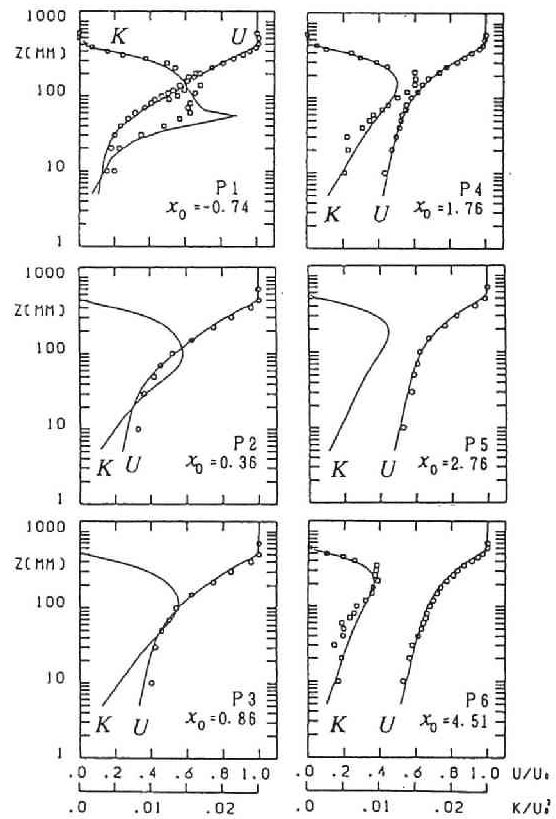
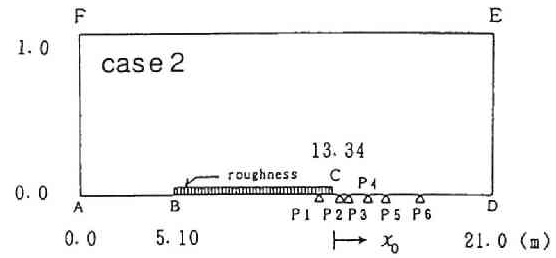
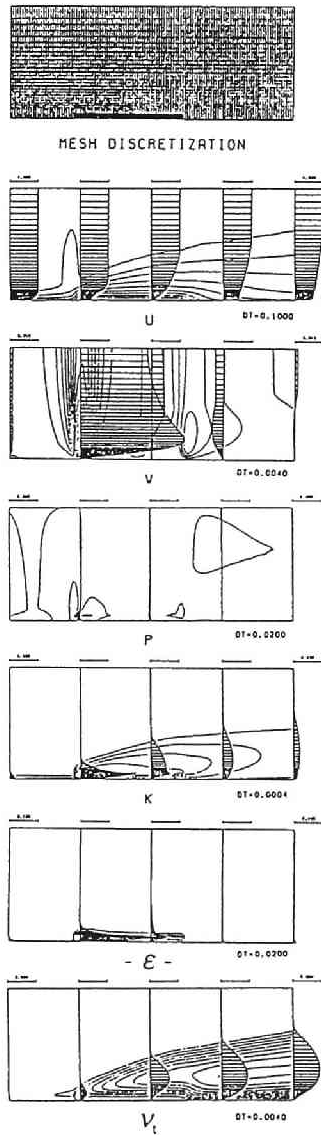


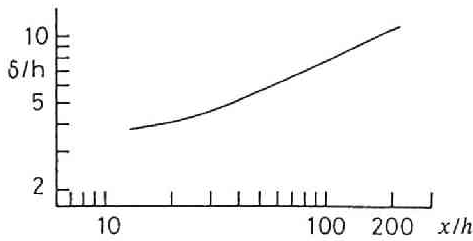
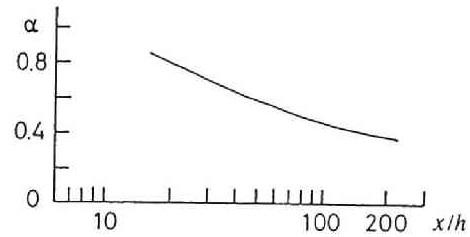
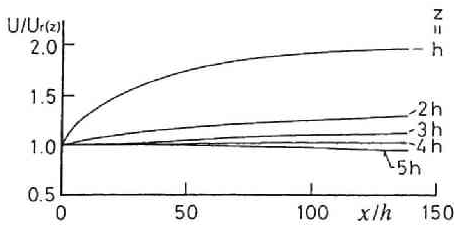
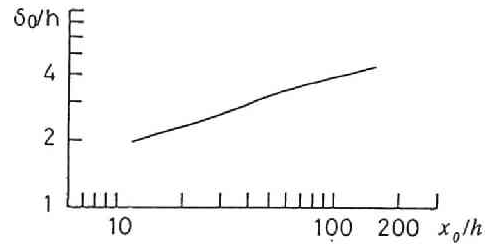
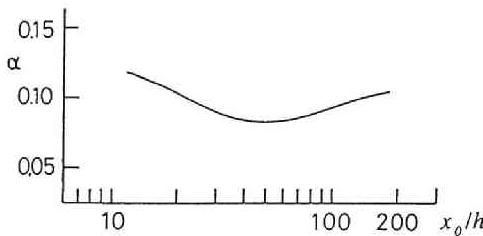
Fig.5.14 実験結果との比較



(粗度形状E, ラフネス配置case2)

Fig.5.15 領域ABCDEHの計算結果

Fig.5.16 実験結果との比較

Fig.5.17 境界層厚 δ の流れ方向変化Fig.5.18 べき指数 α の流れ方向変化Fig.5.19 各高度における平均風速 U の流れ方向変化Fig.5.20 内部境界層厚 δ_0 の流れ方向変化Fig.5.21 内部境界層内のべき指数 α の流れ方向変化

において、 $z/h \leq 3$ では U は流れ方向に増加し、その割合は床面に近づくほど大きい。また、 U の鉛直分布は、粗面後縁よりも下流において折れ曲がり、上流の滑面に適合した下層に分かれる。 K の値は床面付近で小さく、その分布形状は高さ方向に増加し、最大値をとった後再び減少する。このとき、 K が最大値を取る高さとして、この高さを内部境界層厚 δ_0 とし、流れ方向の δ_0 の変化を求めFig.5.20に示す。図より、 δ_0 と x_0 の関係は両対数グラフ上でほぼ直線になり、

$$\delta_0/h = 0.84(x_0/h)^{0.34} \quad \dots\dots\dots (5.15)$$

と近似できる。また、滑面に適合した下層の U の鉛直分布に対してべき法則を当

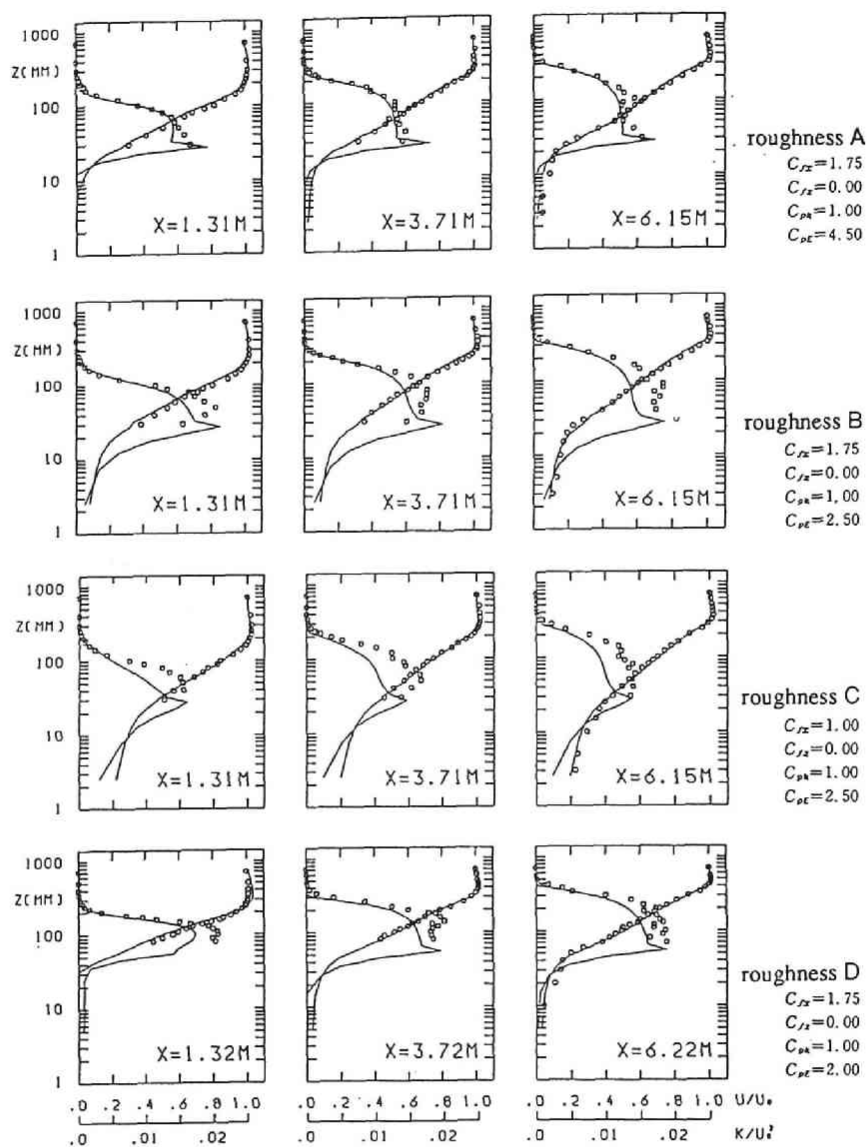


Fig.5.22 粗度形状のちがいによる気流性状の変化: 実験値, U : \circ , K : \square ; 計算値, 一.

てはめ, ベキ指数 α の流れ方向変化を求めると Fig.5.21 のようになる. 図より, α の値は x_0 とともに一度減少し, $x_0/h=50$ 付近で最小値, 約 0.08 となった後, 再び増加する. ただし, 滑面上での α の変化は粗面上の場合に比べると僅かである.

5.3.2 粗度形状による気流性状の変化

つぎに、粗度形状による気流性状変化の再現性を確かめるため、計算結果と実験結果の比較を行う。検討する粗度形状はTable 5.1に示す4種類のラフネス(A,B,C,D)である。 U および K の吹送距離による変化をFig.5.22a~dに示す。図中には C_{fi} および C_{pe} の最適値を示す。図より粗度高さ以上の U および K の計算結果は粗度形状B,C,Dで K が実験値よりもやや小さくなるが、各吹送距離において実験値をほぼ再現していることがわかる。また、キャノピー内の測定が行われた $x=6.2m$ 付近の U の分布を見る限り計算結果は実験結果と良く合い、各ラフネスに対して床面付近から境界層上部まで境界層内の分布を良く再現している。

ここで、 U の分布にべき法則をあてはめ、べき指数 α の吹送距離方向の変化を調べると、Fig.5.23のようになる。図より α の値は粗度形状によって変化し、また、吹送距離方向に減少するが、計算結果より求めた α の変化は実験結果にほぼ対応している。このように、本節で示した解析手法は粗面上に発達する乱流境界層内の気流性状や風速分布の吹送距離方向の変化の予測に対して有効である。

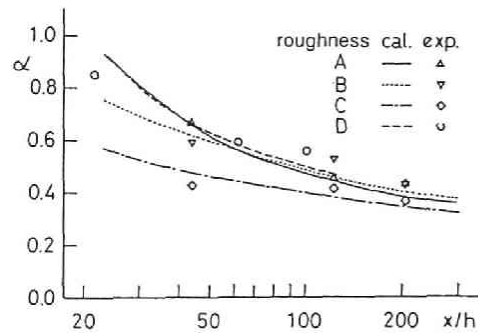


Fig.5.23 べき指数 α の吹送距離方向の変化

5.3.3 粗度形状によるモデル定数 C_{fi} , C_{pe} の変化

前段で最適化されたモデル係数と粗度形状の関係について考察する。調べたラフネスの種類が多くないので広範囲の粗度形状に対する議論はできないが、今回用いた千鳥状配置正方形断面の粗度ブロック、4種類については以下のことが分かった。

(1) 抵抗係数 C_{fi}

本解析で C_{fi} は、各差分格子点高さでの水平面内時空間平均風速に対する抵抗係数として、粗度要素の流れ方向見付け面積をもとに定義されている。実験結果との比較により得られた C_{fi} を α_x に対して描くとFig.5.24のようになる。粗度形状Cの1.00を除くと、他はすべて1.75となり、この値は乱流中の2次元独立正方形角柱の

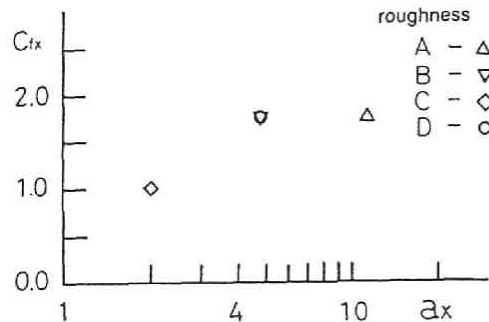


Fig.5.24 粗度形状による C_{fi} の変化

持つ抵抗係数の測定値¹¹⁾とはほぼ同じである。粗度形状A,B,Dで変化が無いこと、粗度形状Cのみ小さくなることから C_E の値は粗度要素のアスペクト比よりも粗度要素間隔に依存し、粗度要素間隔がある程度離れてくると小さくなることがわかる。

(2) 粗度形状を代表する長さスケール

いま、式(5.12)を

$$F_E = \frac{K^{3/2}}{(L/C_{pE})} \dots\dots\dots (5.16)$$

と書換え、新たに L/C_{pE} が粗度を代表する長さスケールと考えると、 $1/C_{pE}$ は粗度を代表する長さスケールが粗度要素の x 軸方向見付け幅の何倍であるかを表している。Fig.7.25に示すように、粗度形状Bよりも粗度形状Dの方が $1/C_{pE}$ の値が大きいことから粗度要素の配列形状が同じ場合には、粗度を代表する長さスケールは粗度要素のアスペクト比に依存

し、細長い方が大きくなることがわかる。また、立方体粗度ブロックに関する変化(A,B,Cの違い)より、粗度要素の形状が同じ場合には、粗度要素間隔がある程度離れてくると粗度を代表する長さスケールはほぼ一定になるが、粗度要素間隔が狭くなると、それにつれて小さくなることがわかる。

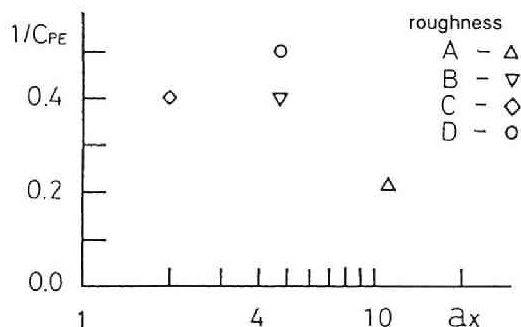


Fig.5.25 粗度形状による $1/C_{pE}$ の変化

5.4 まとめ

本章では粗度形状の影響を計算に取り込むことのできる計算手法を示した。2次元計算により乱流境界層内の気流性状を再現し、計算に用いる乱流モデル、計算方法、解析領域、メッシュ分割、境界条件等について検討した。計算結果は千鳥状配列粗度ブロックの場合について実験結果との比較を行い、本章で提案した手法の有効性を確かめた。

得られた結果を以下にまとめる。

1) 計算に際しては、各境界で以下のような境界条件を用いるとよい。

I : 流入境界条件

流入境界における気流性状をできるだけ正確に与える。ただし、今回のように風上側が滑面で、粗面の風上端の乱流境界層の厚さが粗度高さに対して高くない場合には、流入気流として一様流を与えても下流での影響は少ない。

II : 流出境界条件

流出境界付近で場の形状が流れ方向にあまり変化しないならば、 $\partial/\partial x = 0$, $\partial^2/\partial x^2 = 0$ 共にほとんど差は無い。計算量からみて $\partial/\partial x = 0$ の方が有利であると考えられる。

III : 壁面境界条件

滑面の場合： $W = 0$, $\partial U/\partial z$ に関してべき法則（べき指数1/7）, ε に関して対数法則、他の変数については $\partial/\partial z = 0$ とする。

粗面の場合：粗度形状を考慮した乱流モデルを粗度要素が占める割合に応じて用いる。

IV : 上方境界条件

上方に同様な流れ場が続く場合には、 $\partial^2/\partial z^2 = 0$ 。とくに流れ方向の静圧勾配が分かっているときには P の値を与え、計算に取り込む。その他の気流性状が分かっているときには、各々境界における値を与える。また、上方境界が固体壁面ならば壁面境界条件と同じ壁面境界条件を用いる。

2) 本章で示した計算手法は、流れ方向に粗度が変化する場合の気流性状の予測に有効である。

3) 今回計算結果との比較に用いた千鳥状配列粗度ブロック上に発達する乱流境界層の計算では、

I : 従来の標準型 $k-\varepsilon$ 2 方程式乱流モデルに現れるモデル係数は粗度要素の無い場合の標準的な値を用いることができる。

II : 粗度形状が変化しなければモデル係数の値をキャノピー内で高さ方向に一定とすることができる。

III : 抵抗係数の最適値の範囲は約1.00~1.75であり、その値は粗度要素間隔に依存し、粗度要素間隔がある程度離れてくると小さくなる。

IV : 粗度要素の存在により生じる ε の生成項のモデル化の際に導入された長さスケールの最適値の範囲は、粗度要素の流れ方向見付け幅の約0.22~0.50倍であり、その値は粗度要素のアスペクト比に依存し、細長い方が大きくなる。また、粗度要素の形状が同じ場合には、粗度要素間隔がある程度離れているとはほぼ一定になるが、粗度要素間隔が狭くなるにつれて小さくなる。

参考文献

- 1) 村上周三・持田 灯・日比一喜 : Large Eddy Simulation による街区周辺の流れ場の解析, 生産研究, Vol.40, No.1, 1988.1, pp.3-8.
- 2) 坂本雄三・松尾 陽 : 2 方程式モデルによる乱流境界層の数値実験, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1976.10, pp.177-178.
- 3) Wilson, N.H. and R.H.Shaw : A higher order closure model for canopy flow, Journal of Applied Meteorology, Vol.16, 1977, pp.1197-1205.
- 4) Yamada, T. : A numerical model study of turbulent airflow in and above a forest canopy, Journal of the Meteorological Society of Japan, Vol.60, No.1, 1982, pp.439-454.
- 5) 鶴野伊津志・植田洋匡・若松伸司・中村 晃 : 乱流モデルによる夜間都市境界層の形成機構の検討, 衛生工学研究論文集, Vol.24, 1988, pp.125-137.
- 6) 村上周三・加藤信介・B.E.ロンダー・鈴木啓泰 : 層流型クリーンルーム内の気流性状・汚染質拡散性状に関する研究 (その6), 生産研究, Vol.40, No.1, 1988.1, pp.67-70.
- 7) 鈴木啓泰・村上周三・加藤信介・B.E.ロンダー : 層流型クリーンルーム内の気流性状・汚染質拡散性状に関する研究 (その7) グレーチング圧力損失の k, ϵ への影響を考慮した改良型 2 方程式モデル, 空気調和・衛生工学会学術講演会講演論文集, 1988.9, pp.717-720.
- 8) 平岡久司・丸山 敬・中村泰人・桂 順治 : 植物群落 内および都市キャノピー内の乱流モデルに関する研究 (その1) 乱流モデルの作成, 日本建築学会計画系論文報告集第406号, 1989.12, pp.1-8.
- 9) 平岡久司・丸山 敬・中村泰人・桂 順治 : 植物群落内および都市キャノピー内の乱流モデルに関する研究 (その2) 実験データとの比較によるモデルの検証, 日本建築学会計画系論文報告集第416号, 1990.10, pp.1-8.
- 10) Launder, B.E. and D.B.Spalding : Lecture in mathematical models of turbulence, Academic Press, 1972.
- 11) 桂 順治 : 長方形建物に加わる風圧力に関する基礎的研究, 京都大学博士論文, 1976.9, pp.62.
- 12) Kline, S.J., W.C.Reynolds, F.A.Schraub and P.W.Runstadler : The structure of turbulent boundary layers, J. Fluid Mech., Vol.30, 1967, pp.741-773.

第6章 粗度要素の配列形状の違いによる抗力の変化

6.1 はじめに

第3章で示したように、地面上空の空気の流れは、主に乱れによる運動量の輸送という剪断力の形で地面から力を受け、この力に釣り合うような気流性状を形成する。このとき、剪断力の大きさは地面が受ける抗力と釣り合うが、その大きさは粗度形状によって変化するので、粗度形状は粗面上の気流性状を決定する重要な要因となる。この粗度形状と気流性状の関係を地表面と上空の空気との力の釣り合いで考えると、地表面が受ける抗力が問題となって、その大きさを求める必要がある。すなわち、粗面で発生した乱れによって上空に伝わる剪断応力は地表面が受ける剪断応力と釣り合うので、ある範囲の地表面が受ける抗力を測定することによって地表面における剪断応力の値を求めることができれば、上空の空気が受ける剪断応力の値がわかる。この方法に基づいて、Perryら¹⁾は正方形断面をもつ2次元角柱の間隔を変えて床面抗力と上方の気流性状の関係について調べ、Marshall²⁾は円柱を用いて床面抗力と配列形状の関係を求めた。さらにWoodingら³⁾は規則的な配列を用いた過去の実験例を調べ、粗面の受ける抗力が粗度要素の形状によってどのように変化するかをまとめた。これらの結果を見ると、粗度要素の形状、密度、配列等、気流性状を左右するパラメータは多く、各パラメータの関係も複雑であることが分かる。

本章ではフロートを用いた抗力の直接測定方法を示し、この方法を使って立方体粗度ブロックを用いた粗面が受ける抗力を測定し、粗度要素の配列形状と抗力の関係を調べた。また、市街地のように複雑な粗度形状への応用も考慮して、低層住宅を中心とした市街地模型による抗力の測定も行い、立方体粗度ブロックによる結果と比較した。

6.2 抗力の測定

風洞実験によって粗面が受ける抗力を測定しようとする場合、種々の方法が考えられる。風洞床面に設置された粗面には種々の粗度要素が存在するので、それらが受ける抗力と床面が受ける摩擦力の合力が粗面の受ける抗力となり、上空の流れが床面境界から受ける剪断力と釣り合う。この剪断力の値を求めるために、粗度要素が受ける抗力および床面が受ける摩擦力を直接求めようとしても、粗度要素の形状が一定で、配列のパターンも規則的であるような場合を除くと、一般に測定は困難な場合が多い。また、空気層の剪断応力を乱れによる運動量の輸送量として測定しようとする、第2～4章で示したように床面付近では粗度要素の局所的な影響を受けて気流性状が空間的に一様ではないので、かなりの範囲にわたって測定を行い、空間的な平均を行わねばならない。このとき、乱れによる運動量の輸送量は熱線風速計によって測定されることが多いが、乱れの大きいところでは誤差が大きく入ってくるので、床面付近で正確な値を得ることは難しい。そこで、複雑な形状をもつ粗面への応用も考え、床面の抗力測定法を検討した。抗力を測定する方法は種々考えられるが、ここではフロートを用いた直接測定を採用し、床面境界における剪断力を求めることにした。

6.2.1 実験概要

実験はFig.6.1に示すように測定部の前後に、Fig.6.2のような千鳥状の配列形状を持つ立方体粗度ブロックを敷きつめ、乱流境界層を発達させて、測定部の粗度形状を変化させたときの抗力、風速、速度圧および静圧を測定した。座標系、測定および解析方法は第2章に示した通りである。基準速度圧 $Q_r = \rho U_0^2 / 2$ は測定部前縁、境界層上部 ($x = 15.1\text{m}, y = 0.3\text{m}, z = 0.7\text{m}$) に設置したピトー管により求めた。実験時の主流風速 U_0 は約 10m/s とした。測定は天井高を一定 (2m) として行ったので、風洞内の静圧は流れ方向に変化した。測定部にFig.6.2と同じ形状をもつラフネスを与えたときの接近流の気流性状をFig.6.3に、測定胴内の静圧分布をFig.6.4に示す。なお、今回測定を行った全ての配列形状に対して接近流の気流性状および測定胴内の静圧分布の変化は僅かであった。

6.2.2 フロートによる床面抗力の直接測定

抗力は、Fig.6.1に斜線で示す測定部の床面下に正方形（一辺 1.28m ）のフロートをFig.6.5に示すように設置し、床面抗力をフロートに加わる力 F_r として歪センサーにより直接測定した。このフロートはターンテーブル上に載せられ、その向きおよび歪センサーの位置を変え、抗力の x, y 軸成分および z 軸まわりのモー

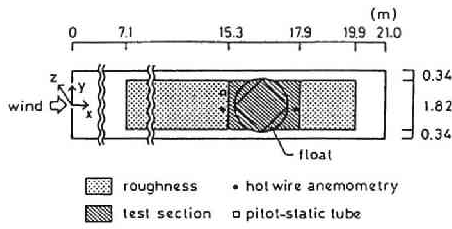


Fig.6.1 風洞内の配置

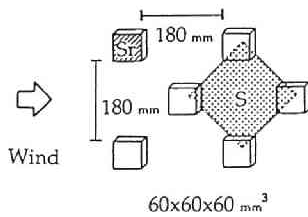


Fig.6.2 粗度の形状

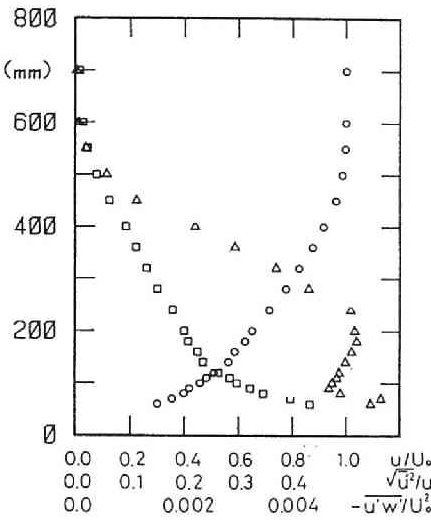
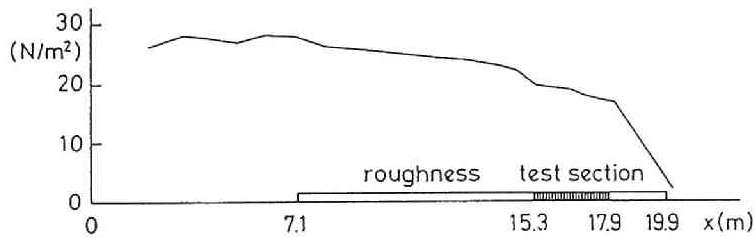
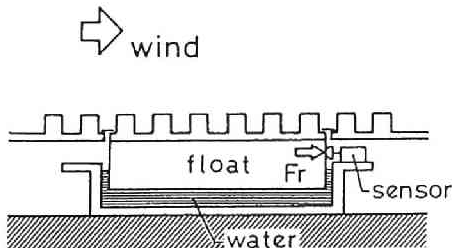
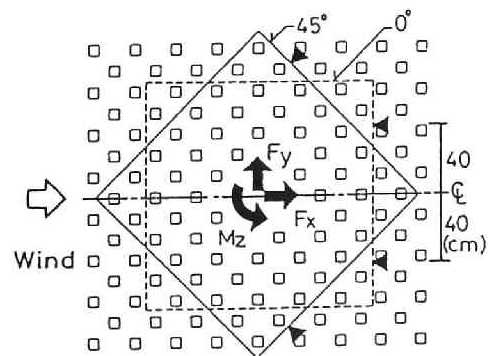
Fig.6.3 接近流の気流性状; ○: u/U_0 , □: $\sqrt{u'^2}/U_0$, ◇: $\sqrt{w'^2}/U_0$, △: $-\overline{u'w'}/U_0^2$, $x = 15.1\text{m}$, $y = -0.13\text{m}$.

Fig.6.4 測定胴内の静圧分布

Fig.6.5 フロートによる
床面抗力測定の概略Fig.6.6 フロートの向き
(▲はセンサーの取付位置を示す)

メントを求めることができる。測定に際してフロートの慣性および水によるダンピングは十分大きく、センサーからの出力変動はかなり小さいものとなり、十分な精度で平均抗力が得られた。また、測定範囲内で歪センサーのストロークは約1mm以下であり、測定中フロートの位置変動はほとんど無かった。Photo.6.1にフロートの設置状況を、Photo.6.2にセンサー取付部の詳細を、Photo.6.3にフロートによる測定の一例を示す。

フロートの風向特性を調べるために、Fig.6.6に示すようにフロートを主流方向に対して 0° および 45° 傾け、フロートの向きおよびセンサーの位置による測定結果の変化を調べた。用いたラフネスはFig.6.6に示すようにFig.6.2と同じ配列形状を持つものである。センサーの出力からフロートの受ける抗力の x, y 軸成分 F_x, F_y および z 軸まわりのモーメント M_z を求めTable6.1に示す。

表より、 F_y の値は F_x に比べ僅かで M_z も小さく、床面に加わる抗力はほとんど x 軸方向成分だけであり、床面付近の気流は x 軸にほぼ対称な流れとなっていることがわかる。また、 F_x の値は 0° よりも 45° のときのほうが僅かに大きい。フロート上の粗度要素の個数 N は 45° のときのほうが多いので、粗度要素1個あたり

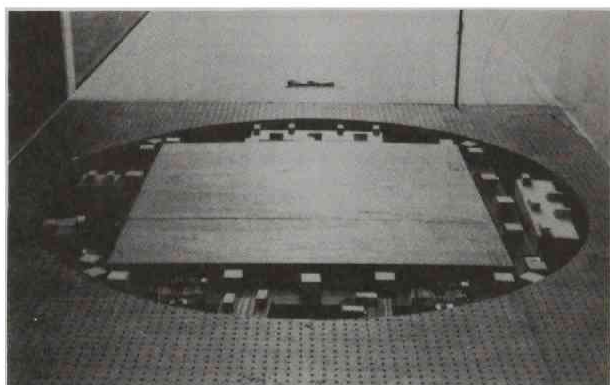


Photo.6.1 フロートの設置状況

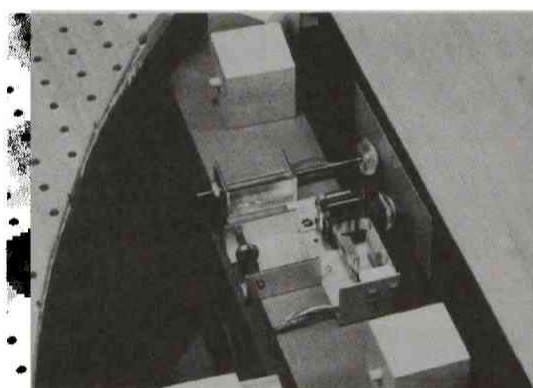


Photo.6.2 センサー取付部の詳細

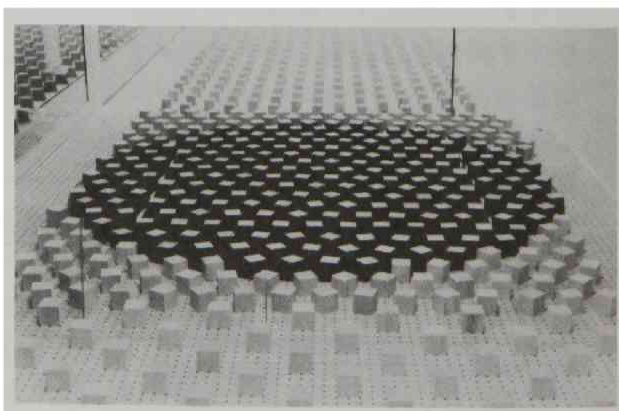


Photo.6.3 フロートによる床面抗力の測定例

Table 6.1 フロートの向きおよびセンサー取付位置の違いによる各抗力成分の測定結果の違い

wind direction	F_x (N)	F_y (N)	M_z (Nm)	F_x/N (N)
0°	1.38	—	0.116	0.0229
45°	1.43	0.09	0.157	0.0225

の抗力 F_x/N を比較すると0°の方が大きくなる。しかし、その差は僅かで、フロートの向きによる F_x の測定結果の変化はほとんど無いとみなせる。そこで、立方体粗度ブロックを用いた粗面の測定の際にはフロートの向きを0°として抗力 F_x の測定を行った。一方、市街地模型のように対称な形状をもたないラフネスの測定の際には、y軸成分も測定できるようにフロートの向きは45°とした。

6.2.3 異なる方法による床面抗力の測定

フロートによる床面抗力の測定値が正確かどうかを確かめるために、Fig.6.2に示すラフネスについて、異なる方法により床面抗力を求め、比較を行った。

床面付近におけるx軸方向の力の釣合をFig.6.7に模式的に示す。図に示すように床面のすぐ上の空気塊には、床面との間に剪断応力 τ_w が、上層の空気との間には剪断応力 τ がそれぞれはたらき、流入面および流出面での圧力差 ΔP がこれに加わる。流れが粗度形状に適合して平衡状態に達し、x軸方向に加速も減速もしない時にはこれらの力が釣り合うので次式が成り立つ。

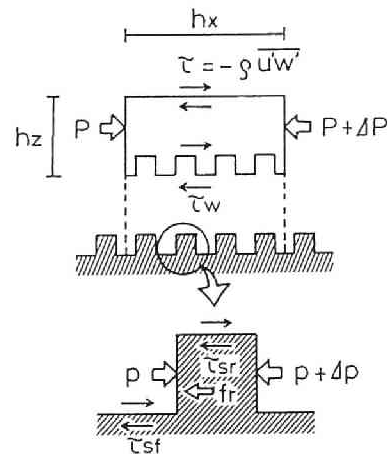


Fig.6.7 床面付近におけるx軸方向の力の釣り合い

$$\frac{\tau - \tau_w}{\Delta z} = \frac{\Delta P}{\Delta x} \quad \dots\dots\dots (6.1)$$

このとき、 τ_w は床面の粗度要素1個がx軸方向の抗力として受ける力 f_r と、床面が摩擦力として受ける力 $\tau_{sf}(S - S_f)$ の和に等しく

$$\tau_w = \{f_r + \tau_{sr}(S - S_r)\} / S \quad \dots\dots\dots (6.2)$$

となる。ここで、 τ_{sr} は粗度要素を除く床面に加わる x 軸方向の摩擦応力、 S は粗度要素1個あたりの床面積、 S_r は粗度要素の z 軸方向投影面積である。また、 f_r は粗度要素の風上側壁面と風下側壁面に加わる平均風圧力の差 $A_r \Delta p$ および粗度要素表面に加わる摩擦力 $A \tau_{sr}$ の和であり

$$f_r = A_r \Delta p + A \tau_{sr} \quad \dots\dots\dots (6.3)$$

となる^{注1}。ここで、 A_r は粗度要素の x 軸方向見つけ面積、 A は粗度要素の表面積である。流れが平衡状態に達し、床面付近の圧力勾配が小さく $\Delta P \approx 0$ であれば $\tau_w \approx \tau$ である。また、 τ_{sr} および τ_{sr} は小さいと見なせるので、 $\tau_w \approx f_r / S$ 、 $f_r \approx A_r \Delta p$ となり、 $\tau_w, \tau, f_r, \Delta p$ から求めた抗力係数はほぼ等しくなるはずである。そこで、 $\tau_w, \tau, f_r, \Delta p$ を以下に述べる異なる方法で測定し、抗力係数の形で比較してみる。

(1) τ_w の測定

6.2.2で述べたフロートによる床面抗力の直接測定によって τ_w を求める。

(2) τ の測定

乱流境界層において、対数領域における剪断応力 τ はレイノルズ応力 $-\rho \overline{u'w'}$ にはほぼ等しくなるので、ここではX形熱線風速計を用いてレイノルズ応力を測定した。 $-\rho \overline{u'w'}$ の測定値は床面付近で粗度要素の影響を受け空間的に一様ではないので、各高度における $-\rho \overline{u'w'}$ の空間平均値を求め、それが高さ方向に一定となる範囲、すなわち対数領域における $-\rho \overline{u'w'}$ の値を τ とした。なお、測定の詳細は第4章を参照されたい。

(3) f_r の測定

Fig.6.8に示すように、バネを用いて粗度要素1個に加わる力 f_r を測定した。測定に際し、 x 軸方向の粗度要素間隔 D_x が一定となるように f_r の大きさを調節し、そのときのバネの伸びを読みとることで f_r の値を求めた。バネ自身は流れに影響を及ぼさないように細いピアノ線で作った。実験に先立ち、基準風速を変化させてバネの伸びと粗度要素に加わる風圧力との間に直線性が成り立つことを確かめてある。バネにつけた粗度要素は紙製で軽いため測定中かなりの振動を生じた。これを防ぐため、流れに影響を及ぼさない程度のピアノ線を張り、 y 軸方向の運動を拘束した。また、粗度要素間の距離は目視によって平均値が一定になっていることを確かめた。Photo.6.4に測定の詳細を示す。

(4) Δp の測定

Photo.6.5に示すように粗度要素の壁面に圧力測定孔を設け、粗度要素壁面に

注1 ここでは、粗度要素表面に加わる x 軸方向の摩擦応力 τ_{sr} を、粗度要素が抗力として受ける力 f_r と風圧力 $A_r \Delta p$ および粗度の表面積 A を使って式(6.3)を満たすように定義したことになる。

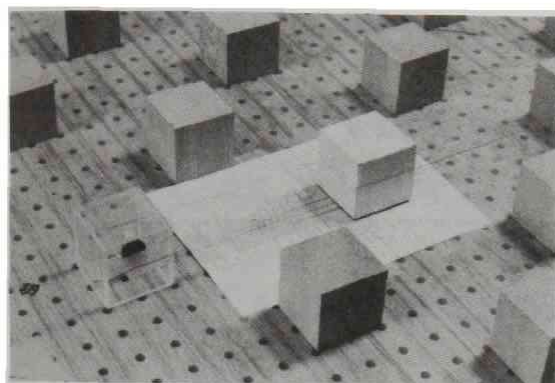


Photo.6.4 粗度要素1個に加わる抗力測定の詳細

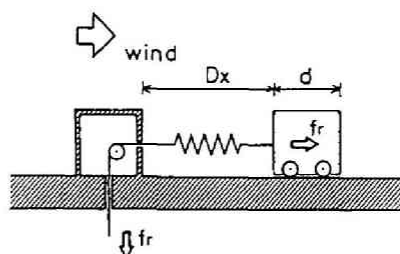


Fig.6.8 バネによる粗度要素1個に加わる抗力の測定

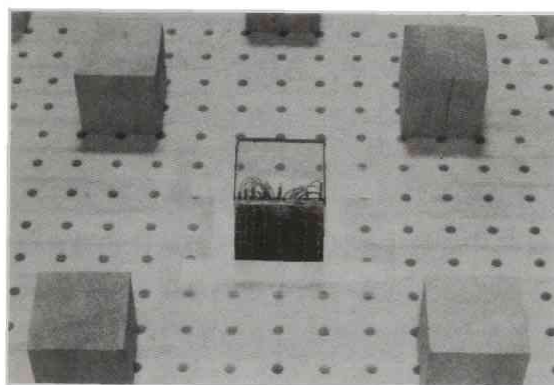


Photo.6.5 粗度要素の壁面に加わる風圧測定の詳細

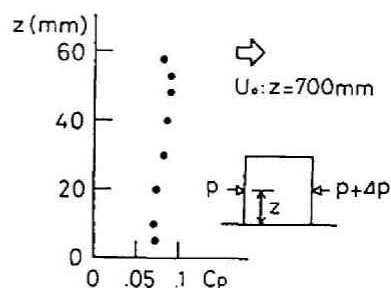


Fig.6.9 粗度要素の前後壁面の圧力差 Δp より求めた平均風圧係数 C_p の高さ方向の分布

加わる平均風圧力を圧力センサーを用いて測定した。各高さにおける粗度要素壁面の風上側と風下側の平均風圧の差 $\Delta p(z)$ と、基準速度圧 Q_r を用いて求めた平均風圧係数 $C_p(z) = \Delta p(z)/Q_r$ の高さ方向の分布をFig.6.9に示す。

$\tau_w, \tau_r, \Delta p$ の測定結果を用いて、フロート面が受ける剪断応力を基準速度圧 Q_r およびフロートの面積 S_0 で無次元化し、抗力係数 C_R の形で求めると以下のようなになった。

1：フロートに加わる床面抗力 F_r の直接測定より

$$C_{R1} = \frac{\tau_w}{Q_r} = \frac{F_r}{Q_r S_0} = 1.11 \times 10^{-2} \quad \text{..... (6.4)}$$

2：熱線風速計によるレイノルズ応力 $-\rho u'w'$ の測定より

$$C_{R2} = \frac{\tau}{Q_r} = \frac{-\overline{\rho u' w'}}{Q_r} = 1.07 \times 10^{-2} \quad \text{..... (6.5)}$$

3：バネによる粗度要素1個に加わる力 f_r の測定より

$$C_{R3} = \frac{N f_r}{Q_r S_0} = 0.97 \times 10^{-2} \quad \text{..... (6.6)}$$

4：粗度要素の壁面に加わる平均風圧力の差 Δp の測定より

$$C_{R4} = \frac{N A_r \Delta p}{Q_r S_0} = 1.01 \times 10^{-2} \quad \text{..... (6.7)}$$

6.2.4 考察

各測定方法の精度が同程度かどうかは分からないが、各結果が比較できるものとして考察を加える。

(1) 床面付近の静圧勾配

Fig.6.4に示すように、測定部の境界層上部1.2mでは x 軸方向に負の静圧勾配を持つ。図より測定部の静圧勾配を求めると

$$\frac{\Delta P}{\Delta x Q_r} = -1.81 \times 10^{-2} < 0 \quad \text{..... (6.8)}$$

である。一方、風速の測定結果より測定部床面付近では x 軸方向に風速変化はほとんど無いので、式(6.1)が成り立っていると見なせるから、式(6.2)，(6.4)，(6.5)より

$$\frac{\Delta P}{\Delta x Q_r} = \frac{C_{R2} - C_{R1}}{\Delta z} = -0.66 \times 10^{-2} < 0 \quad \text{..... (6.9)}$$

となり、 x 軸方向の静圧勾配は負となる。（ここで、 Δz は粗度ブロックの高さ0.06mとして計算した。）この結果は境界層上部の静圧勾配と定性的に一致するが、勾配は床面付近のほうが小さい。したがって、境界層上部の静圧分布がそのまま床面付近まで及んでいないと考えられる。ただし、熱線風速計による測定結果にはばらつきがあり、 $-\overline{\rho u' w'}$ の測定値から求めた C_{R2} の値は誤差が大きい可能性があるので、定量的な判断は難しい。

(2) 床面摩擦力

測定部に立方体粗度ブロックを置かないときにフロートが受ける抗力 F_s の測定

結果より床面摩擦係数 C_s を求めると

$$C_s = \frac{F_s}{Q_t S_0} = 0.14 \times 10^{-2} \quad \dots\dots\dots (6.10)$$

となる。一方、粗度ブロックが有る場合に粗度ブロックを除く床面の摩擦係数は $S_0 = NS$ 注2とすると、式 (6.2), (6.4), (6.6) より

$$\frac{\tau_{st}}{Q_t} = \frac{S_0}{S_0 - NS_r} (C_{R1} - C_{R3}) = 0.16 \times 10^{-2} \quad \dots\dots\dots (6.11)$$

となって、粗度ブロックが無い場合とほぼ同じである。また、粗度ブロックを除く床面が受ける摩擦力は床面全体が受ける抗力の約13%である。

(3) 粗度要素表面が受ける摩擦力

式 (6.3), (6.6), (6.7) より

$$\frac{\tau_{sr}}{Q_t} = \frac{S_0}{AN} (C_{R3} - C_{R4}) = -0.06 \times 10^{-2} < 0 \quad \dots\dots\dots (6.12)$$

となって、 τ_{sr} は負の値を持つ。この結果は、粗度要素表面において風上側に向かう摩擦力が作用していることを示し、粗度要素の上面および側面近傍では平均風速が負の値を持つ領域が存在することを示唆している。また、粗度要素表面が受ける摩擦力は粗度要素部分が受ける抗力の約-4.1%，床面抗力全体の約-3.6%に相当する。

今回の実験では、粗度ブロック壁面近傍の詳細な気流性状の測定を行っていないので逆流の存在を確かめられなかったが、乱流境界層中の単立方体周りの平均風速ベクトルの測定結果⁴⁾を見ると、立方体上面および側面近傍には平均風速の逆流域が存在し、今回の結果と一致する。ただし、 τ_{sr} の値自体も非常に小さく、また、複数の立方体を格子状に配置した場合には逆流域が小さくなる傾向がある⁵⁾ので、今回の結果が大きな逆流域の存在を保証するものではない。

以上、4つの異なる測定方法によって得られた床面抗力を比較すると、抗力係数の値で $0.97 \sim 1.11 \times 10^{-2}$ の範囲になり、ほぼ同様な値が得られた。各測定方法の精度の比較ができないので、測定結果の差が誤差によるものかも知れないが、測定方法による結果の違いにも一応の説明をつけることができた。これにより、フロートによる直接測定によって床面抗力が得られると考え、以下の測定に用いた。

注2 一般にフロートおよび粗度要素の形状が決まると、特別な配列形状を除いて $S_0 \neq NS$ である。しかし、Fig. 6.6 に示す様な配列形状の場合には両者はほぼ等しく $S_0 = NS$ としても τ_s/Q の値はほとんど変わらない。

6.3 粗度形状の違いによる抗力の変化

6.3.1 立方体粗度ブロック

一辺6cmの立方体粗度ブロックの配列形状を千鳥状，格子状，任意配列と変化させたときの床面抗力の変化を調べた．得られた床面抗力は次式（6.13）で定義する床面抗力係数 C_r で比較する．

$$C_r = \frac{\tau_w}{Q_r} \quad \dots\dots\dots (6.13)$$

フロートの受ける力 F_r は

$$F_r = Nf_r + \tau_{sf} (S_0 - NS_r) \quad \dots\dots\dots (6.14)$$

であるが，式（6.2）より

$$\tau_w = \frac{S_0}{S} f_r + \tau_{sf} (S_0 - \frac{S_0}{S} S_r) \quad \dots\dots\dots (6.15)$$

であるから， $S_0 \neq NS$ のときには $F_r \neq \tau_w S_0$ である．

フロートおよび粗度要素の形状は決まっているので，特別な配列形状を除いて $S_0 \neq NS$ である．したがって，一般には F_r の測定値から直接 C_r を求めることはできない．そこで，6.2.4の（2）で示したように，粗度要素の有無による床面摩擦力の変化は床面抗力全体に対して小さいので，各配列形状における τ_{sf} の差を無視し，粗度ブロックが無い場合の摩擦応力

$$\tau_s = \frac{F_s}{S_0} = C_s Q_r \quad \dots\dots\dots (6.16)$$

を τ_{sf} とみなして，式（6.14），（6.15）より

$$\tau_w = \frac{F_r}{NS} + C_s Q_r (1 - \frac{S_0}{NS}) \quad \dots\dots\dots (6.17)$$

として τ_w の値を求めた．

得られた床面抗力係数を粗度形状によって比較する際，粗度形状をどのように評価するかが問題となる．粗度形状を評価するパラメータとしては種々のものが提案されている．たとえば，単位体積中に粗度要素の占める割合 ρ_r ，流れを遮り抗力を発生させるのに有効な粗度の流れ方向の見つけ面積の床面積に対する割合 λ 等が挙げられる．ここでは ρ_r, λ をそれぞれ，粗度体積密度，有効粗

度表面積率^{注3}と呼ぶことにし、次式で定義する。

$$\text{粗度体積密度} \quad : \rho_r = \frac{V_r}{Sh} \quad \dots\dots\dots (6.18)$$

$$\text{有効粗度表面積率} : \lambda = \frac{A_r}{S} \quad \dots\dots\dots (6.19)$$

ここで、 V_r は粗度要素1個の体積、 h は粗度要素の高さである。また、粗度の凹凸のスケールの評価としては粗度の高さの空間的な平均値や標準偏差⁶⁾等が挙げられる。今回の実験では粗度要素の形状は立方体一種類であるため、粗度高さの平均値や標準偏差は粗度体積密度に一意的に対応する。一方、同じ粗度体積密度でも粗度要素の一边が x 軸となす風向角 β が変化すれば床面抗力も変化する。そこで、本報では流れを有効に遮る粗度表面積を比較できる有効粗度表面積 λ で粗度形状を評価することにする。なお、各粗度要素の風向角 β が任意な場合、 A_r は $\beta=0^\circ$ と 45° の場合の中間に等しいとした。また、立方体粗度ブロックの場合、 $\beta=0^\circ$ のとき ρ_r と λ の値は一致する。

(1) 千鳥配列の場合

Fig.6.10に立方体粗度ブロックを千鳥状に配列した場合の C_r と λ の関係を示す。図中には粗度要素が無い場合の床面摩擦係数 C_s の値を破線で示す。図より、粗度要素中心の配列位置が同じときには風向角 $\beta=0^\circ$ 、任意、 45° の順に床面抗力は大きくなり、 C_r の値も大きくなる。 λ の値が同じ場合には $\beta=0^\circ$ 、任意、 45° の順に C_r は大きくなる。また、 β が同じ場合には λ の増加とともに C_r は一度増加し、最大値をとった後減少する。

このとき $\lambda=0.2\sim0.3$ で C_r は最大値を取り、そのときの λ の値は $\beta=0^\circ$ 、任意、 45° の順に僅かに増加する。また、 $\beta=0^\circ$ 、 $\lambda=0.5$ の場合に C_r の値が他の場合に比べて小さくなるのは、粗度ブロックがちょうどチェッカー状になって粗度要素間の隙がなくなり、粗度高さ以下の層で”目詰まり”の状態になって、乱れが十分発生しなくなるためと考えられる。

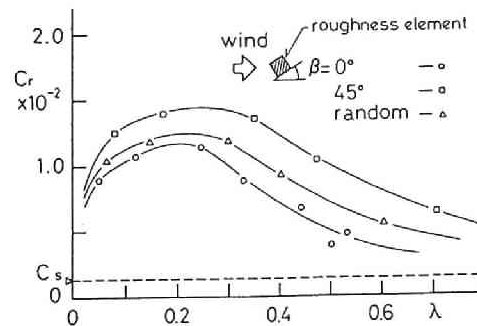


Fig.6.10 床面抗力係数 C_r と有効粗度表面積率 λ の関係（千鳥状配列の場合）

注3 λ を文献3)ではlateral cover、文献4)ではroughness concentrationと呼んでいる。ここでは、英語の呼び名としてroughness concentrationを使う。

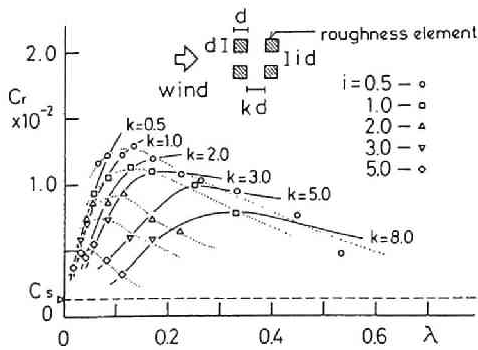


Fig. 6.11 床面抗力係数 C_r と有効粗度表面積率 λ の関係 (格子状配列の場合, $\beta = 0^\circ$)

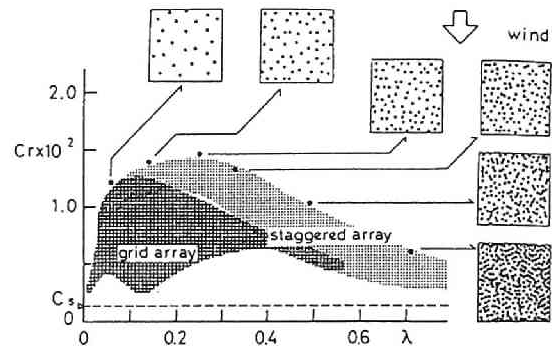


Fig. 6.12 床面抗力係数 C_r と有効粗度表面積率 λ の関係 (任意配列の場合)

(2) 格子配列の場合

Fig. 6.11に $\beta = 0^\circ$ のときの種々の配列形状に対する C_r と λ の関係を示す。図中に示すように、風向方向および風向直角方向の粗度要素間が粗度ブロックの一辺の長さ d のそれぞれ k, i 倍とすると、 λ が同じ場合には、粗度要素間隔が狭くなって i および k が小さくなるほど C_r は大きくなる。 i が同じ場合には、 λ の増加とともに C_r は一度増加し、最大値をとった後減少する。このとき、 C_r が最大値を取る λ の値は i の増加とともに減少する。 k が同じ場合には、 $k = 3$ 以上では λ の増加とともに C_r は一度増加し、最大値をとった後減少する。このとき、 C_r が最大値を取る λ の値は k の増加とともに増加する。また、 $k = 2$ 以下では今回行った実験の範囲において、 λ の増加とともに C_r は増加する。

(3) 任意配列の場合

Fig. 6.12に C_r と λ の関係を黒丸で示す。図中にはフロート上の粗度要素の配列形状および千鳥状、格子状の配列に対応する実験結果の範囲も併せて示す。図およびFig. 6.10より、任意配列の結果は $\beta = 45^\circ$ の千鳥状配列の結果とほぼ一致し、 C_r は λ の増加とともに一度増加し、 $\lambda = 0.25$ 付近で最大値をとった後減少する。

6.3.2 市街地模型

(1) 粗度形状

市街地のように複雑な粗度形状をもつ粗面が受ける抗力の大きさを調べるために、1~3階建の低層建物が分布する市街地を想定し、縮尺1/200で製作した木製の模型を用いて実験を行った。模型は、粗度形状を表す各種パラメータの値が、実際の市街地に対して求められた値に近くなるように製作した。測定には、建物密度、街路形状および主な街路の方向の影響を調べるために、Fig. 6.13に示すように不規則な街路を持つ場合 case A、格子状の街路を持ち、主な街路

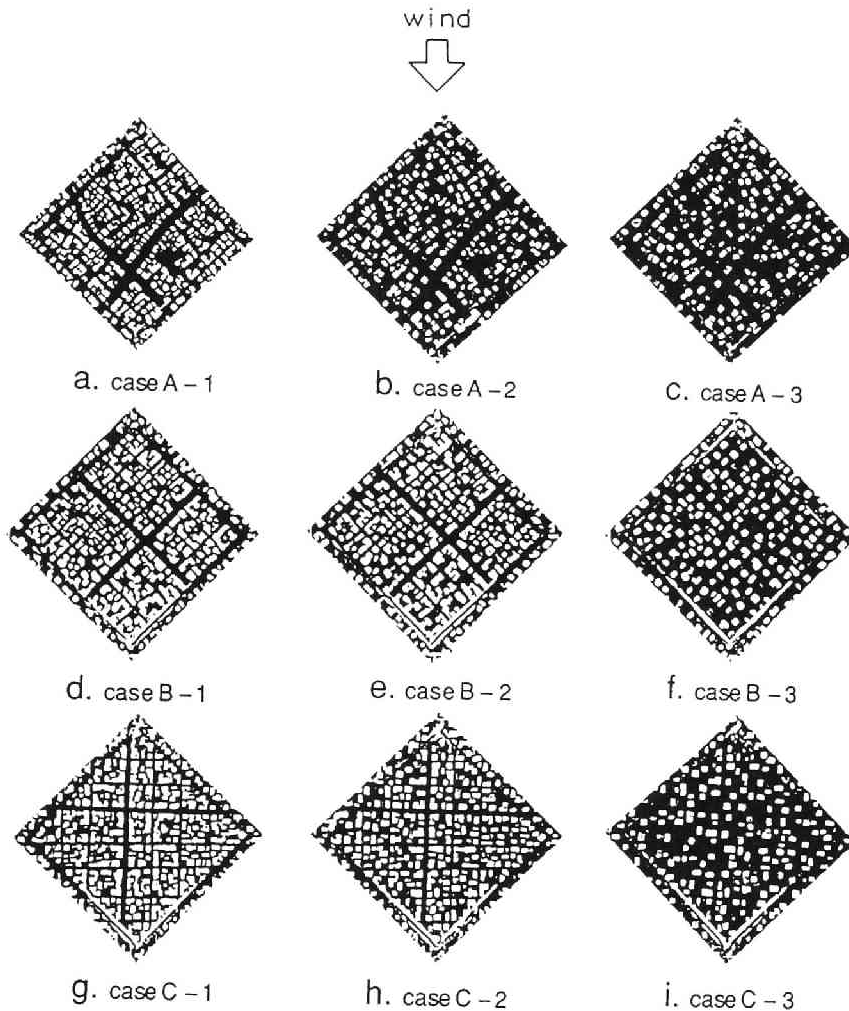


Fig.6.13 市街地模型の形状

が風向に直交する場合 case C の 3 ケースについて、それぞれ建物の密度を 3 種類（1：密，2：並，3：疎）ずつ変化させた合計 9 種類の模型を用いた^{注4}。模型を載せたフロートは、風向直角方向の抗力成分も測定できるように、風向に対して 45° の方向に向けた。用いた 9 種類の模型について、粗度形状を表す各種パラメータの値は次章で示すように実際の市街地の値をほぼカバーしている。

注4 市街地模型の粗度形状に関する詳細は第 7 章を参照のこと。

(2) 測定結果

フロートによる x および y 軸方向の抗力の測定結果から、 y 軸方向の抗力成分は、case Aで x 軸方向の5.5%以下、case Bで7.2%以下、case Cで11.5%以下であり、市街地模型には主に風向方向の抗力が働いていることがわかった。

立方体粗度ブロックと同様に、抗力係数 C_r と有効粗度表面積率 λ の関係を求め、Fig.6.14に示す。図には立方体粗度ブロックによる結果の範囲も示してある。図より市街地模型における C_r の値は、建物の分布が疎で λ の値が小さいときに街路形状の影響が大きく、ばらつきも大きい。街路が風向に直交するcase Cの場合に C_r の値はもっとも小さくなり、格子状に配置した立方体粗度要素の実験結果の範囲に入っている。 λ の値が大きくなると、街路形状による差は小さくなっていく。建物が密に建て込んできた場合、すなわち $\lambda > 0.5$ で立方体粗度の結果よりも少し大きめになる。これは、市街地の模型の場合、高さ方向に ρ_r の値が変化するからと考えられる。すなわち、立方体粗度では高さ方向に水平断面形状が変化しないために、 λ が大きくなって粗度要素が占める割合が大きくなってくると、前述のように”めづまり”状態となって抗力が減少する。しかし、市街地模型では同じ λ の値であっても、高くなるにつれて粗度要素が占める割合が小さくなり、その分抗力も大きくなったと考えられる。全体の傾向としては、立方体粗度要素を千鳥状に配置したときとほぼ同様な範囲に納まることがわかる。市街地における地表面粗度形状は複雑で種々の形状があるが、上述の実験結果は、平均的な市街地を想定して抗力係数と有効粗度表面積率の関係を考える限り、立方体粗度要素のような単純な形状をもつ粗面で市街地をほぼ代表できることを示している。

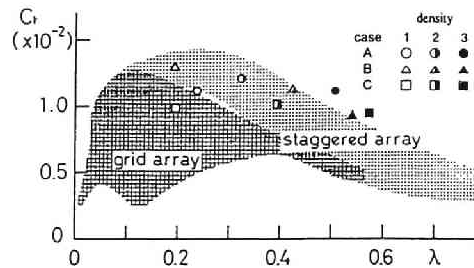


Fig.6.14 床面抗力係数 C_r と有効粗度表面積率 λ の関係（市街地模型の場合）

6.4 まとめ

本章では、粗面上の気流性状を左右する床面境界における剪断力の大きさを床面に加わる抗力により評価し、立方体粗度ブロックを用いた粗面および低層住宅を中心とした市街地模型に関して、粗度形状との関係を調べた。測定に先立ち、以下の4つの異なる方法、

- 1 : フロートによる床面抗力の測定、
- 2 : 熱線風速計によるレイノルズ応力の測定、
- 3 : バネによる粗度1個に加わる抗力の測定、
- 4 : 粗度要素壁面に加わる平均風圧力の測定、

によって求められた床面抗力係数の測定結果を比較し、1の方法の有効性を確かめた。

立方体粗度ブロックについては、配列形状の違いによる床面抗力の変化を調べ、千鳥状、格子状、任意配列に対して、床面抗力係数 C_r と粗度の流れ方向見つけ面積の床面積に対する割合 λ （有効粗度表面積率）で評価すると、以下の結果が得られた。

- 1) C_r は λ の増加とともに一度増加し、最大値をとった後減少する。このとき、 C_r が最大値をとる λ の値は配列形状によって異なる。
- 2) λ が同じときには一般に、任意配列、千鳥状配列、格子状配列の順に C_r は小さくなる。
- 3) 千鳥状配列において、粗度要素の風向角が 45° のとき C_r はもっとも大きくなる。
- 4) 任意配列は風向角が 45° の千鳥状配列とほぼ同じ性状を示す。

また、市街地模型に対して同様の評価を行い、立方体粗度ブロックとの比較を行うと、

- 5) 市街地模型は立方体粗度ブロックを千鳥状に配置した粗面とほぼ同様な変化をする。

ことがわかった。これらの結果から、立方体粗度ブロックを用いて乱流境界層をもっとも効率よく発達させるには、任意配列または風向角 45° の千鳥状配列を用いるのが有効であることがわかった。また、5)の結果より、各種形状パラメータが今回用いた模型と同様な範囲内にある市街地では、床面抗力係数 C_r と有効粗度表面積率 λ の関係が、千鳥状配列立方体粗度ブロックとほぼ同様な変化を示すと考えられる。したがって、実際の市街地上空における気流性状の予測の際に、千鳥状配列立方体粗度ブロックによる実験結果の応用が期待できる。

参考文献

- 1) Perry, A. E., W. H. Schofield and P. N. Joubert : Rough wall turbulent boundary layers, J. Fluid Mech. Vol.37, 1969, pp.383-413.
- 2) Marshall, J. K. : Drag measurements in roughness arrays of varying density and distribution, Agricultural Meteorology, Vol.8, 1971, pp.269-292.
- 3) Wooding, R. A., E. F. Bradley and J. K. Marshall : Drag due to regular arrays of roughness elements of varying geometry, Boundary-Layer Meteorology, Vol.5, 1973, pp.285-308.
- 4) 村上周三・持田 灯・大和田淳・林 吉彦 : 建物周辺気流の数値シミュレーションの診断システムー差分スキーム, メッシュ分割, 一境界条件に関する検討ー, 生産研究, Vol.38, No.12, 1986.12, pp.28-35.
- 5) 村上周三・持田 灯・日比一喜 : Large Eddy Simulationによる街区周辺の流れ場の解析, 生産研究, Vol.40, No.1, 1988.1, pp.3-8.
- 6) 石崎澁雄・桂 順治 : 均等な凹凸面に沿う乱流境界層の剪断力について, 京都大学防災研究所年報, Vol.27 B-1, 1984.4, pp.239-247.

第7章 市街地における粗度形状

7.1 はじめに

前章までに示したように，粗面上の気流性状を左右する種々の要因のうちで影響がもっとも大きいのは粗度形状である．したがって，粗面上に発達する乱流境界層内の気流性状を予測しようとするとき，とくに市街地上のように粗度形状が複雑な場合には，粗度形状をどのような尺度で評価し，定量化するかが重要となる．

粗度要素が角柱や円柱のような単純な幾何学形状をもつ場合には，粗度形状を配列間隔や密度等で定量的に評価するのは割合簡単で，そのような研究も幾つかある．しかし，市街地のように複雑な形状をもつ粗面の場合には，粗度形状自体をどのような尺度で評価するかという問題も含めて，これといった指標はないようである．実際，市街地には種々の粗度要素が存在し，上空の気流性状を決定する上でもっとも影響が大きいと考えられる建物だけを取り上げても，その形状は多様で，水平方向だけでなく鉛直方向にも複雑な分布を示す．そのため，市街地における粗度形状を扱った研究はこれまでに幾つかあるが，その評価の仕方も研究者によって異なる．

本章では市街地における粗度形状の評価を行うために，実際の市街地における建物の立体的な形状を読み込み，そのデータを用いて粗度形状の定量的な把握を試みた．また，粗度形状を表すパラメータ（以後，形状パラメータと呼ぶ）を幾つか取り上げて考察を加えた．最後に，前章で用いた低層建物中心の市街地模型に対して，本章で取り上げた形状パラメータの値を求め，実際の市街地がもつ値との比較を行った．

7.2 市街地における建物形状

7.2.1 建物データの読み込み

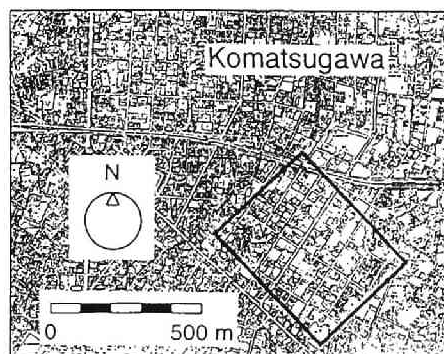
市街地における粗度形状の定量的な評価を行うために、実際の市街地における建物形状を読み込む。地表面にある粗度要素としては建物以外にも植物や自動車等が挙げられるが、これらは季節や時刻によって変化し、それを評価するのは難しい。また、建物の体積は植物や自動車に比べるとはるかに大きく、気流性状に及ぼす影響も大きいと考えられるので、今回は建物形状だけを読み込みの対象とした。読み込む領域は建物構成にそれぞれ異なる特徴を持った市街地を代表する場所として、Fig.7.1aに示す東京都江戸川区小松川付近の $0.4 \times 0.5 \text{ km}^2$ の範囲、Fig.7.1bに示す福岡市大濠公園付近の約 $0.7 \times 2.5 \text{ km}^2$ の範囲およびFig.7.1cに示す東京都中央区日本橋付近の $0.4 \times 0.4 \text{ km}^2$ の範囲である。建物形状は縮尺1/2500の地図からデジタイザーを用いて読み込んだ。用いた地図は1987年撮影の航空写真により制作され、建物の階数は1988年の現地調査により表示されている。なお、読み込みに際しては以下のルールに従った。

- 1) 建物の屋根形状は1987年撮影の航空写真を参考にし、陸屋根、切妻、寄棟の3種類に分類する。その際、片流れ屋根は陸屋根に、入母屋は寄棟に分類する。
- 2) 建物の水平断面形状は地図より求め、陸屋根は多角形で、切妻、寄棟は長方形で近似する。
- 3) 建物の階数は地図上の表示および航空写真を参考にして決定する。

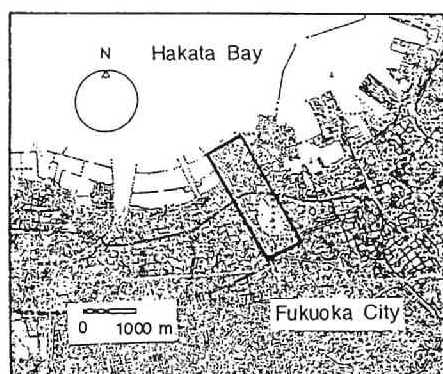
読み込んだ建物総数は小松川付近で765軒、大濠公園付近で2843軒、日本橋付近で496軒で、Photo.7.1にその出力結果を示す。

これらの地域の地表面粗度形状は、それぞれ以下のような特徴を持っている。

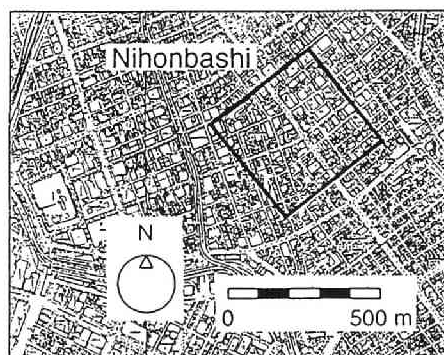
- 1) 小松川は中高層のビルはなく、若干の工場、農地を含む住宅街で、読み込んだ範囲内では1~3階建ての一戸建住宅を中心とする低層建物ばかりの地域である。
- 2) 福岡は市の中心部から少し離れた場所で、住宅地、団地、商店街、公園等を含む1~15階建ての低中高層建物が混在する地域で、都市周辺部の平均的な市街地を代表する地表面粗度形状を含んでいるとみなせる。また、この場所では1985年に風速および気温の鉛直分布が観測されているので、読み込んだ建物データを数値計算に用いることにより、実測と計算の比較が可能である。
- 3) 日本橋はわずかに一戸建住宅などを含むが、主に2~10階建ての中高層オフィスビルが中心の地域である。



a, 小松川付近

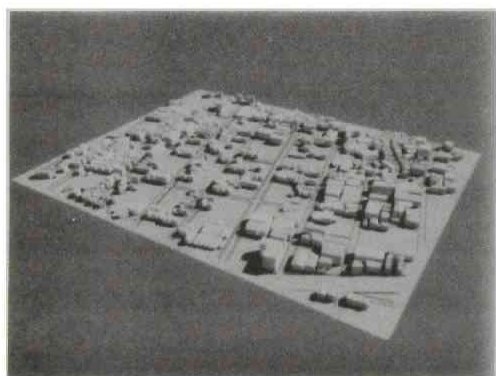


b, 福岡付近

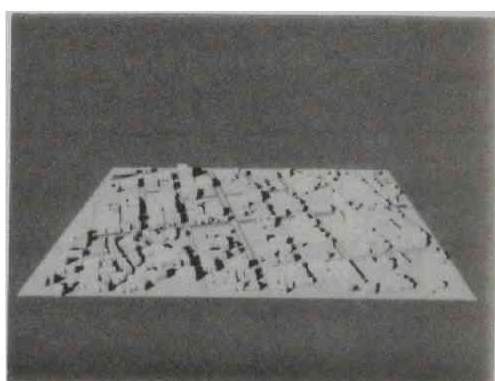


c, 日本橋付近

Fig.7.1 建物データの読み込み範囲

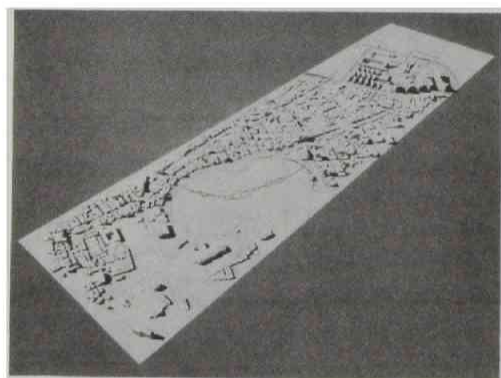


(北から南方向を眺める)

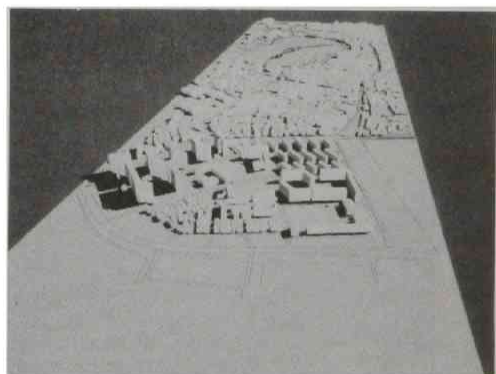


(南西から北東方向を眺める)

a, 小松川付近

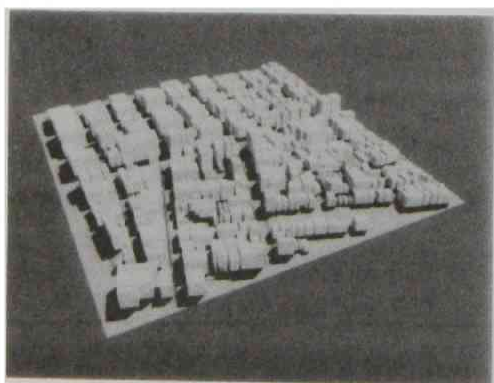


(東から西方向を眺める)

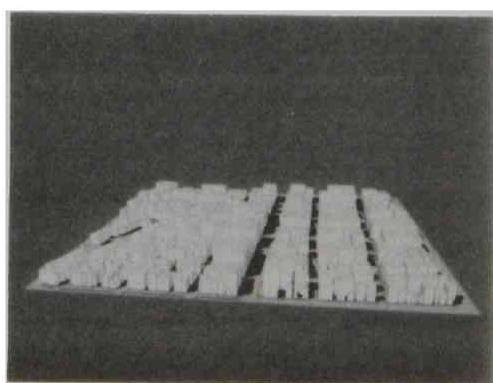


(北西から南東方向を眺める)

b, 福岡付近



(西から東方向を眺める)



(南東から北西方向を眺める)

c, 日本橋付近

Photo.7.1 建物形状データの出力

7.2.2 建物形状

建物は用途や構造等によって形状が変化するが、ここでは屋根形状と建物の階高による分類を行う。屋根形状は陸屋根と勾配屋根（切妻と寄棟）に分類し、階高は美術館、体育館、講堂、神社仏閣の本堂等、とくに建物の規模が大きく階高の高い建物と通常の階高の建物に分類した。

以下、建物を屋根形状で2種類、階高で2種類、その組合せで合計4種類に分類し、それぞれ階数と建物数、階数と建物規模の関係を調べてみる。

(1) 階数と建物数

各分類ごとの階数 F と読み込んだ建物数の関係を Fig.7.2 に示す。

小松川 (Fig.7.2a)：建物はすべて3階建て以下で、2階建てがもっとも多い。とくに勾配屋根で階高が普通の場合に2階建てが多く全体の約59%を占めている。

福岡 (Fig.7.2b)：陸屋根、勾配屋根ともに2階建てがもっとも多く、建物数は2階以上で階数の増加とともに減少する。陸屋根で階高が普通の建物では、6階以上で建物数が急に少なくなり、建物数の変化も小さくなる。勾配屋根の建物はすべて3階以下であり、2階建ての数が非常に多く全体の約71%を占めている。

日本橋 (Fig.7.2c)：階高の高い建物は無く、普通の階高をもった建物だけである。陸屋根では4階まで階数が増えるにしたがって建物数も増加し、それ以上では減少する。勾配屋根は2階建てのみで、全体の15%ほどしかなく、住宅が中心となる小松川との違いが表れている。

(2) 階数と建物規模

建物の水平断面における周長の4分の1、 L と建築面積の平方根、 $\sqrt{S_f}$ によって建物の規模を評価し、階数との関係を分類別にそれぞれ Fig.7.3,4 に示す。

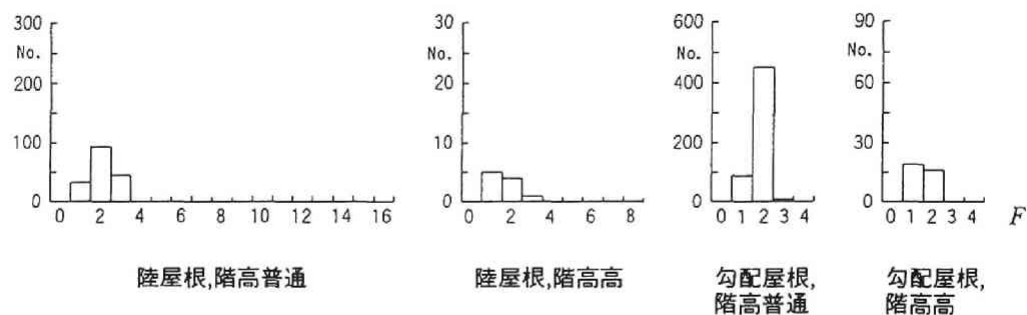
図をみると、データ数が少ない場合には各関係のばらつきが大きい。一般的な傾向としては階数が増えるにしたがって規模が大きくなり、 L および $\sqrt{S_f}$ の値も大きくなる。屋根形状によって変化の割合が異なるのは、建物規模の違いが屋根形状に反映されているためと考えられる。階高が普通の建物については、階数と $L, \sqrt{S_f}$ の関係を図中の実線のように直線近似することができる。一方、規模が大きく階高の高い建物は特殊な用途に用いられるものが多く、建物形状にもばらつきが多い。さらに、階高が普通の建物に比べると読み込んだ件数も少ないので、階数と $L, \sqrt{S_f}$ の値との間に明瞭な関係を見いだすのが難しい場合がある。階数と $L, \sqrt{S_f}$ の関係を直線近似することができる場合についてその関係を以下のように求め、図中に実線で示した。

小松川 (Fig.7.3a, 7.4a)

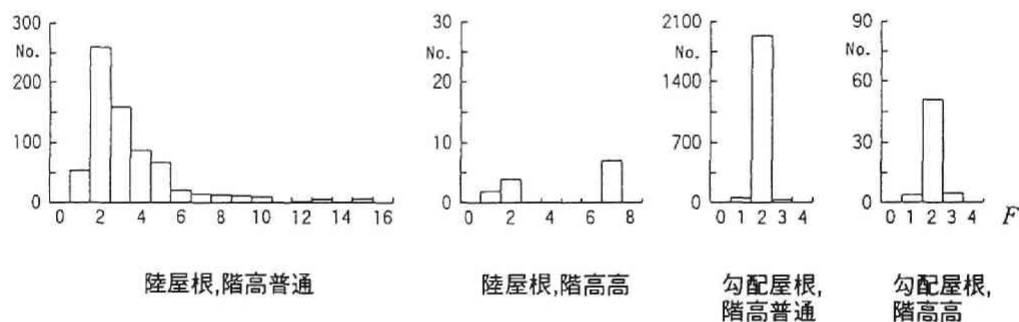
1) 階数 F と建物の周長の4分の1 ($= L$) の関係

陸屋根で階高が普通の建物の場合

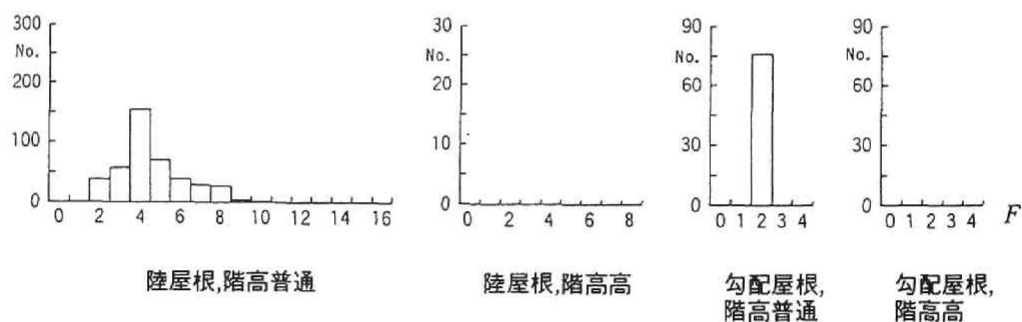
$$L = 6.6 + 1.3F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.1)$$



a, 小松川



b, 福岡



c, 日本橋

Fig.7.2 階数 F と建物数の関係

陸屋根で階高が高い建物の場合

$$L = 11.9 + 4.3F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.2)$$

勾配屋根で階高が普通の建物の場合

$$L = 5.7 + F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.3)$$

勾配屋根で階高が高い建物の場合

$$L = 9.2 + 3.1F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.4)$$

2) 階数 F と建築面積の平方根 ($=\sqrt{S_r}$) の関係

陸屋根で階高が普通の建物の場合

$$\sqrt{S_r} = 6.5 + 1.4F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.5)$$

陸屋根で階高が高い建物の場合

$$\sqrt{S_r} = 13.3 + 2.7F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.6)$$

勾配屋根で階高が普通の建物の場合

$$\sqrt{S_r} = 3.6 + 2.5F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.7)$$

勾配屋根で階高が高い建物の場合

$$\sqrt{S_r} = 10.0 + 2.4F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.8)$$

福岡 (Fig.7.3b, 7.4b)

陸屋根の階高が高い建物については建物のデータ数も少なく、階数と規模の関係を見だしにくいので、階高が普通の建物についてのみ、その関係を求めた。さらに、陸屋根で階高が普通の建物では規模の変化が3階以下と4階以上で異なっているため、この二つを分けて考えた。

1) 階数 F と建物の周長の4分の1 ($=L$) の関係

陸屋根で階高が普通の建物 (3階以下) の場合

$$L = 7.5 + 2.1F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.9)$$

陸屋根で階高が普通の建物 (4階以上) の場合

$$L = 18.0 + 0.4F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.10)$$

勾配屋根で階高が普通の建物の場合

$$L = 3.2 + 2.8F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.11)$$

勾配屋根で階高が高い建物の場合

$$L = 7.9 + 6.5F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.12)$$

2) 階数 F と建築面積の平方根 ($=\sqrt{S_r}$) の関係

陸屋根で階高が普通の建物 (3階以下) の場合

$$\sqrt{S_r} = 8.0 + 1.9F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.13)$$

陸屋根で階高が普通の建物 (4階以上) の場合

$$\sqrt{S_r} = 18.5 + 0.2F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.14)$$

勾配屋根で階高が普通の建物の場合

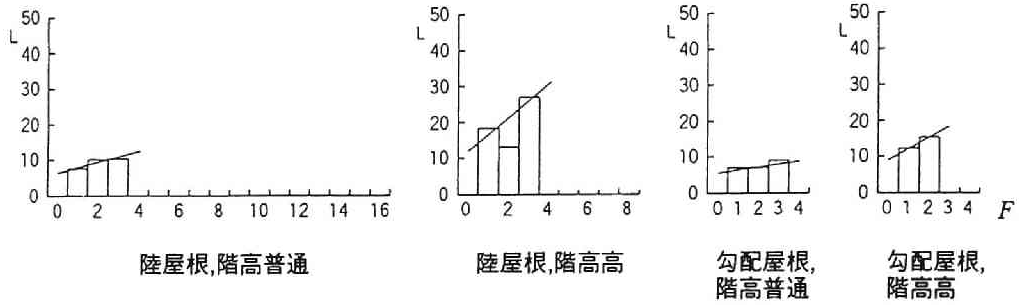
$$\sqrt{S_r} = 3.6 + 2.5F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.15)$$

勾配屋根で階高が高い建物の場合

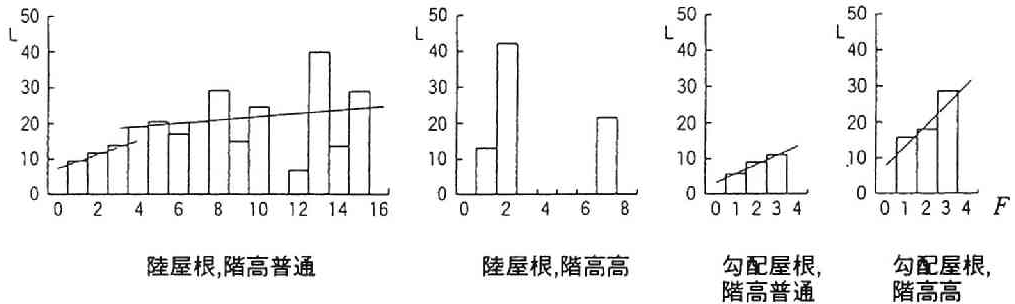
$$\sqrt{S_r} = 7.9 + 6.5F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.16)$$

日本橋 (Fig.7.3c, 7.4c)

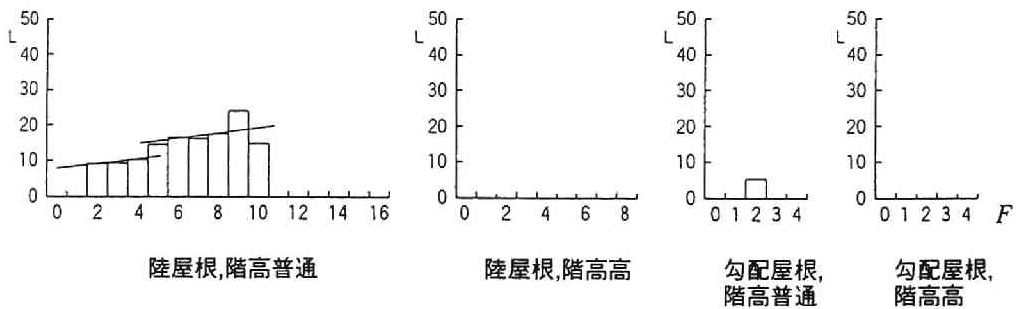
陸屋根で階高が普通の建物では階数の増加に伴って規模が大きくなっていく



a, 小松川



b, 福岡



c, 日本橋

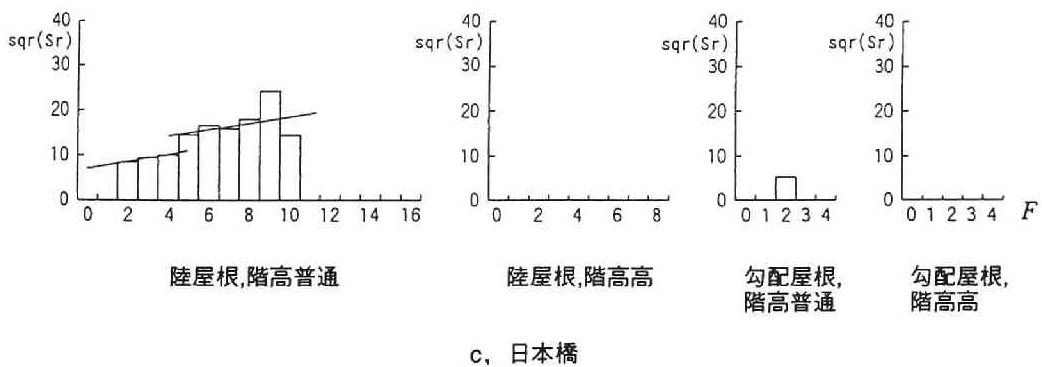
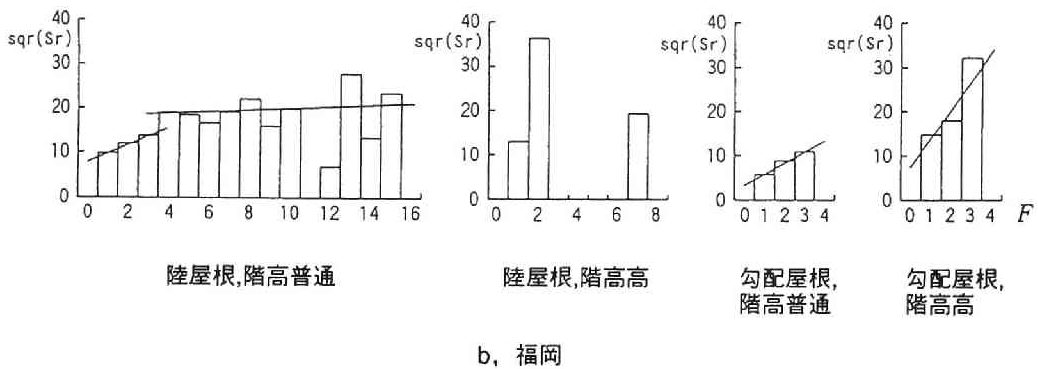
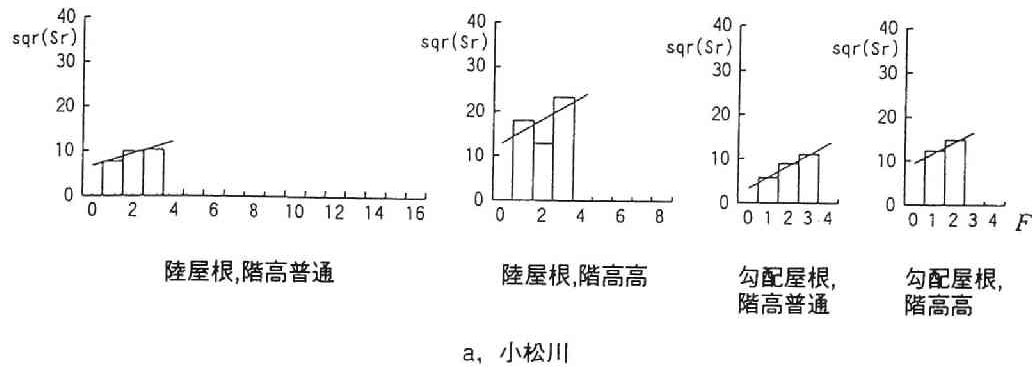
Fig.7.3 階数と建物の周長の4分の1(=L)の関係

るが、4階以下と5階以上ではその増え方が異なっているので、この二つを分けて考えた。

1) 階数 F と建物の周長の4分の1(= L) の関係

陸屋根で階高が普通の建物(4階以下)の場合

$$L = 7.8 + 0.6F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.17)$$

Fig.7.4 階数と建築面積の平方根 ($=\sqrt{S_r}$) の関係

陸屋根で階高が普通の建物（5階以上）の場合

$$L = 11.9 + 0.7F \quad (\text{m}) \quad \dots\dots\dots (7.18)$$

勾配屋根で階高が普通の建物の場合（2階建てのみ）

$$L = 5.3 \quad (\text{m}) \quad \dots\dots\dots (7.19)$$

2) 階数 F と建築面積の平方根 ($=\sqrt{S_r}$) の関係

陸屋根で階高が普通の建物（4階以上）の場合

$$\sqrt{S_r} = 7.1 + 0.8F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.20)$$

陸屋根で階高が普通の建物（5階以上）の場合

$$\sqrt{S_r} = 12.0 + 0.7F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.21)$$

勾配屋根で階高が普通の建物の場合（2階建てのみ）

$$\sqrt{S_r} = 5.3 \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.22)$$

これらの関係を，階高，屋根勾配，地表面における建物密度等と組み合わせると，各種の粗度形状を表すパラメータを計算することができ，市街地における粗度評価を定量的に行うことができる。

7.3 形状パラメータ

7.3.1 各種形状パラメータ

粗度要素の形状がすべて同じで，角柱や円柱のような単純な幾何学形状をもち，分布形状も一様であるときには，粗度要素の高さ，幅，間隔，縦横比，密度等，形状パラメータの定義もしやすく，その値も明確に求めることができる。しかし，市街地のように粗度形状が一様でない場合には，どのような尺度を用いるかが問題となる。以下にこれまで用いられている形状パラメータを幾つか取り上げ，それらの定義，意味，問題点，研究者による呼び名の違い等について検討する。記号はFig.7.5のよ

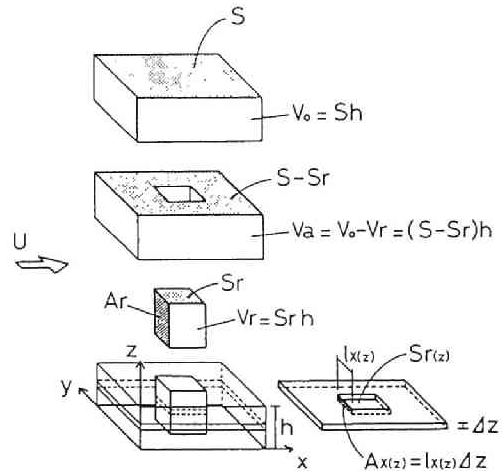


Fig.7.5 記号の定義

うに与え， x 軸を風向方向に， y 軸を風向直角水平方向に， z 軸を鉛直方向にとる。

(1) 粗度高さ h

市街地における主な粗度要素は建築物であり，建物の高さが h に相当する。このとき，建物の高さは一定ではないので h の定義が問題となる。たとえば，建物高さの平均値 h_{mean} や最大値 h_{max} が挙げられる。建物近傍では風速分布が建物の影響を受けて局所的に変化し，一様ではない。また，風速の時空間平均値についてみても建物高さ付近で分布形状の変化が大きいので， h の定義としては建物高さの最大値の方が適していると考えられる。ただし，周辺の建物にくらべてとびぬけて高い建物が孤立して存在するときには，これを h とするには無理がある。し

かし、このような高層建物がどの程度建て込んできたときに、高層建物の高さを h と見なすかは検討すべき課題である。

(2) 粗度体積密度 : $\rho_r(z)$

高さ z における単位体積あたりの粗度体積を表し、平均化面積 S 、平均化を行う層の厚さ Δz および高さ z における粗度要素の水平断面積 $S_r(z)$ により次式のように定義する。

$$\rho_r(z) = \frac{S_r(z) \Delta z}{S \Delta z} = \frac{S_r(z)}{S} \quad \text{..... (7.23)}$$

ここでは $\rho_r(z)$ を粗度体積密度と呼ぶ。地上における $\rho_r(z)$ の値

$$\rho_r(0) = \frac{S_r(0)}{S} \quad \text{..... (7.24)}$$

を Counihan¹⁾ は element density, 亀井ら²⁾ は建築密度, 大熊ら^{3,4)} は平面密度と呼んでいる。高さ方向に粗度の水平断面形状が変化しないときには、平均化体積 V_0 および粗度要素の体積 V_r を用いて

$$\rho_r(z) = \rho_r(0) = \frac{V_r}{V_0} \quad \text{..... (7.25)}$$

となる。単位体積あたりの粗度体積を表わす形状パラメータとしては、この他に平均化体積 V_0 を $10 \times S$ (m^3) として求める

$$\gamma = \frac{V_r}{10S} \quad \text{..... (7.26)}$$

が挙げられ、亀井ら²⁾ は密集度、田村ら⁵⁾ は建物密度と呼んでいる。流体の占める割合という観点からは

$$G(z) = 1 - \rho_r(z) = \frac{S - S_r(z)}{S} \quad \text{..... (7.27)}$$

とする定義があり、村上ら⁶⁾、平岡ら⁷⁾ は G を有効体積と呼んでいる。

(3) 有効粗度表面積率 : λ

単位面積に存在する粗度要素の風向方向見つけ面積を表し、粗度要素の風向方向見つけ面積 A_r と平均化面積 S を用いて次式のように定義する。

$$\lambda = \frac{A_r}{S} \quad \text{..... (7.28)}$$

これは面積平均値で、高さ方向の粗度形状の変化を扱うことはできない。これを O'Loughlin⁸⁾, Marshall⁹⁾ は lateral cover, Wooding¹⁰⁾ は roughness concentration と呼んでいるが、ここでは有効粗度表面積率と呼ぶことにする。市街地のように複雑な形状をもつ粗面では、各粗度要素の形状や向きが一定ではないので、粗度要素の表面積に対する風向方向の見つけ面積の割合 ξ が問題となり、 A_r は粗度要素の表面積 A を用いて

$$A_r = \xi A \quad \dots\dots\dots (7.29)$$

と表す。 ξ の値は、たとえば、円柱の場合 $\xi = 2h/\pi(2h+r)$ 、(h : 高さ, r : 半径), 立方体の場合 $\xi = 1/5 \sim \sqrt{2}/5$, 平板の場合 $\xi = 0 \sim 1/2$ となる。また、 A/S は単位面積に存在する粗度要素の表面積を表すので、ここでは粗度表面積率と呼ぶことにする。

地表面が上空の流れから受ける抗力 F_r は通常、地表面剪断応力 τ_w , 地表面抗力係数 C_r , 基準速度圧 q_r により

$$F_r = \tau_w S = C_r q_r S \quad \dots\dots\dots (7.30)$$

と定義される。ここで、 q_r は空気密度 ρ , 基準風速 U_r を用いて

$$q_r = \frac{1}{2} \rho U_r^2 \quad \dots\dots\dots (7.31)$$

である。式 (7.30) の中で、粗度を表すパラメータは C_r である。したがって、 C_r と粗度形状の関係がわかれば、粗度形状から地表面抗力 F_r を求めることができる。地表面抗力 F_r は各粗度要素に働く抗力 f_r の和と、地表面に働く摩擦力 f_s の合力で

$$F_r = \Sigma f_r + f_s \quad \dots\dots\dots (7.32)$$

と表せる。第6章で示したように粗面において f_s の値は小さいので、 F_r は主に式 (7.32) の右辺第1項、すなわち各粗度要素に働く抗力の合計で決まる。各粗度要素に働く抗力 f_r は通常、各粗度要素の風向方向見つけ面積 a_r および抗力係数 C_D によって

$$f_r = C_D q_r a_r \quad \dots\dots\dots (7.33)$$

と表され、形状パラメータ a_r を含む。

単位面積あたりの地表面抗力、すなわち F_r/S は式 (7.30) より地表面剪断応力 τ_w に等しい。 τ_w は流れ方向に静圧勾配が零のとき、粗度要素のすぐ上の空気層でレイノルズ応力 $-\rho \overline{u'w'}$ と釣合って

$$\tau_w = -\rho \overline{u'w'} \quad \dots\dots\dots (7.34)$$

の関係があり、上空の気流性状を左右する。 τ_w は式 (7.30), (7.32), (7.33) より

$$\tau_w = \frac{\Sigma (C_D q_r a_r + f_s)}{S} \quad \dots\dots\dots (7.35)$$

とも表せ、このとき抗力係数の面積平均値を C'_D とし、 $f_s = 0$ とみなすと

$$\tau_w \doteq C'_D q_r \frac{\Sigma a_r}{S} = C'_D q_r \frac{A_r}{S} = C'_D q_r \lambda \quad \dots\dots\dots (7.36)$$

となって、 τ_w は C'_D および λ によって表される。式 (7.30), (7.36) より

$$C_r = C'_D \lambda \quad \dots\dots\dots (7.37)$$

の関係があるので、粗度パラメータ C_r は形状パラメータ λ に依存する。たとえば、立方体粗度ブロックの場合、風向角が 0° の場合に λ は ρ_r と一致し、 C_r と λ の関係は第6章に示した通りである。

(4) 有効粗度表面積密度： $a_{x(z)}$

流体単位体積あたりに存在する粗度要素の風向方向見つけ面積を表し、平均化面積 S 、平均化を行う層の厚さ Δz 、高さ z における粗度要素の水平断面積 $S_r(z)$ 、粗度要素の風向方向見つけ面積 $A_{x(z)}$ 、あるいは粗度要素の見つけ幅 $l_{x(z)}$ 、によって式 (7.38) のように定義する。

$$a_{x(z)} = \frac{A_{x(z)}}{(S - S_r(z)) \Delta z} = \frac{l_{x(z)}}{S - S_r} \quad \dots\dots\dots (7.38)$$

鵜野ら¹¹⁾ は $a_{x(z)}$ を建物表面積密度と呼んでいるが、ここでは有効粗度表面積密度と呼ぶことにする。 $a_{x(z)}$ は高さ z における流体単位体積が粗度要素から受ける風向方向の力 $F_{x(z)}$ を表すときに用いられ、風向方向の抗力係数 $C_{x(z)}$ および速度圧 $q(z)$ により

$$F_x(z) = \frac{C_{rx}(z) q(z) A_x(z)}{(S - S_r(z)) \Delta z} = C_x(z) q(z) a_x(z) \quad \dots\dots\dots (7.39)$$

と表すことができ、キャノピー内の風速分布を計算するときに用いられる。なお、 $a_x(z)$ は植物キャノピーでは葉面積密度と呼ばれる。このとき、葉の体積は無視されるので

$$a_x(z) = \frac{A_x(z)}{S \Delta z} = \frac{l_x(z)}{S} \quad \dots\dots\dots (7.40)$$

と定義される。キャノピー内では、 $\zeta = z/h$ とすると、 $a_x(\zeta)$ の鉛直分布は密度関数 $\hat{a}_x(\zeta)$ を用いて

$$a_x(\zeta) = \zeta a_l \hat{a}_x(\zeta) \quad \dots\dots\dots (7.41)$$

と表わせる。ここで、 a_l は

$$a_l = \frac{A}{Sh} \quad \dots\dots\dots (7.42)$$

と定義され、粗度表面積密度と呼ぶ。このとき、式 (7.28) , (7.41) , (7.42) より

$$a_x(\zeta) = \frac{\lambda}{h} \hat{a}_x(\zeta) \quad \dots\dots\dots (7.43)$$

である。また、 $\hat{a}_x(\zeta)$ は

$$\int_0^1 \hat{a}_x(\zeta) d\zeta = 1 \quad \dots\dots\dots (7.44)$$

の性質をもち、Kondo ら¹²⁾ は $\hat{a}_x(\zeta)$ を

$$\hat{a}_x(\zeta) = \alpha_m (1 - \zeta) \exp \left[-\frac{\zeta}{2} (\zeta - 2\beta) \right] \quad \dots\dots\dots (7.45)$$

という形で与えている。ここで、 α_m は式 (7.44) を満たすための規格化定数、 β の値は粗度形状に合わせて決定する。

7.3.2 市街地における形状パラメータの値

7.2 で読み込んだ建物の形状データをもとに、市街地における各種形状パラメータの値を求める。建物の形状データを読み込んだ領域はかなり広く、ビル街、住宅地、団地、商店街、公園等、様々な地域が含まれ、町並みの特徴も位置により異なっている。ここでは、Fig.7.6に示すように、特徴的な町並みの形状を示す部分を $100 \times 100 \text{ m}^2$ （一部 $200 \times 200 \text{ m}^2$ ）の範囲で抽出し、その領域を主に占める建物の高さによる分類を試みた。建物の高さは低層（1～3階）、中層（4～9階）、高層（10階以上）に分類し、抽出した範囲内でそれぞれが占める割合によってTable7.1に示すように分類した。各々の分類のシンボルを表に示す。

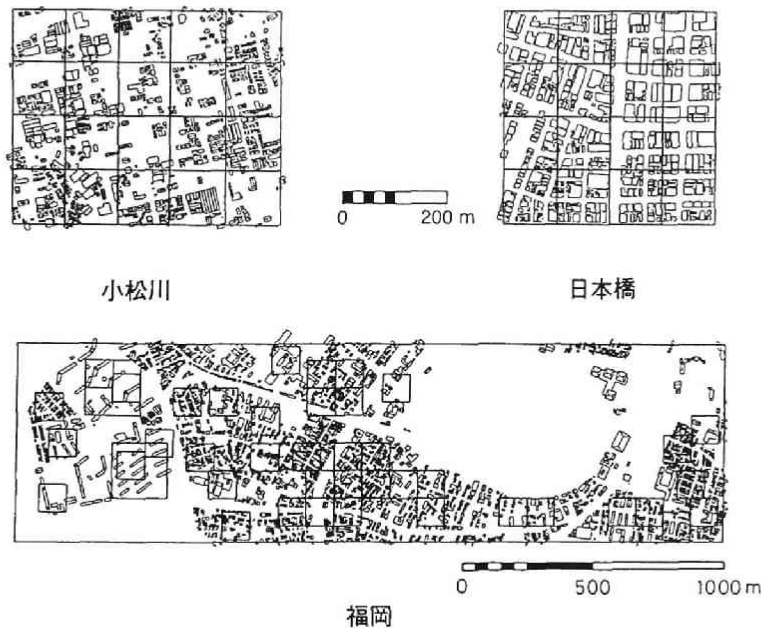


Fig.7.6 建物の形状データの出力と抽出範囲

Table 7.1 建物の高さによる分類

地域 \ 高さ	小松川	福岡	日本橋
低層が主	●	◐	○
低層と中層が混在	◆	◑	◇
中層が主	■	◒	□
中層と高層が混在	▲	◓	△
高層が主	★	✱	☆

建物の高さの分類

低層：1～3階

中層：4～9階

高層：10階以上

以下に地表面における建物の体積密度 $\rho_r(0)$ を中心に、他の代表的な形状パラメータとの関係を調べてみる。なお、各パラメータの値は以下の仮定に従って求めた。

- 1) 建物の水平断面形状は屋根部分を除き高さ方向に変化しない。
- 2) 屋根勾配は0.45とする。
- 3) 建物の階数を F とするとき、軒高は次式によって算定する。

通常の階高をもち、用途が住宅と考えられる建物

$$0.5 + 2.75F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.46)$$

陸屋根で用途が住宅以外の通常の階高をもつ建物

$$0.5 + 3.5F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.47)$$

陸屋根で階高の高い建物（美術館等）

$$4.0 + 5.0F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.48)$$

勾配屋根で階高の高い建物（神社・仏閣等）

$$5.0 + 4.0F \text{ (m)} \quad \dots\dots\dots (7.49)$$

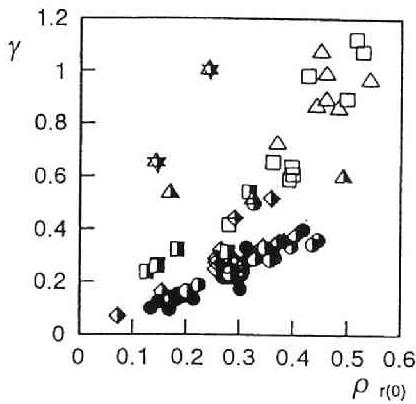
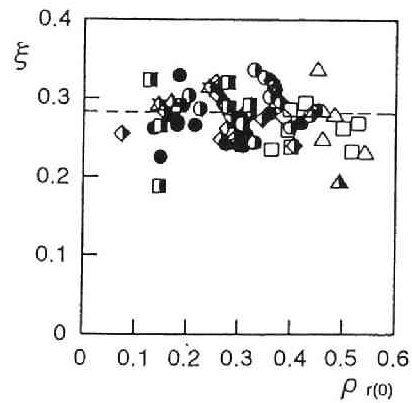
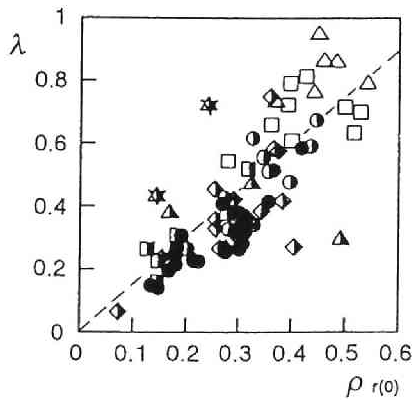
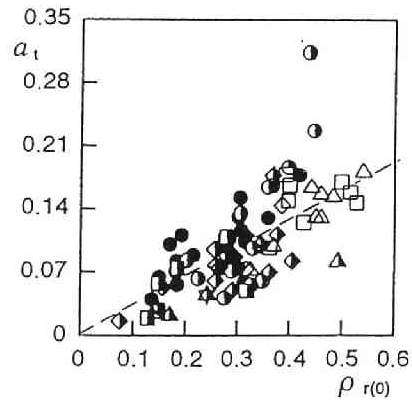
ただし、3階以下の陸屋根の建物では、式(7.46)と式(7.47)で評価される建物の割合は同じ(50%づつ)とする。

(1) $\rho_r(0)$ の値

ある地域の建物の形状データを把握しようとする場合、現地調査や航空写真による方法が挙げられるが、もっとも簡単なのは地図から読み取る方法である。このとき、地図上の建物形状は地面上の水平断面形状を表わしているので、まず、地上における粗度体積密度 $\rho_r(0)$ の値を求めることができ、建物の密度を評価する指標として用いることができる。そこで、今回評価した範囲において $\rho_r(0)$ の値を調べてみると、 $\rho_r(0)$ は0.074～0.541であった。他の場所で得られた値としては、亀井ら²⁾が1973年度の税務統計資料により求めた値が東京23区で0.104～0.342である。大熊ら³⁾による1985年の調査では、住居地域（市川）で0.191、商業地域（新宿、八重洲、丸の内）で0.373～0.462である。

(2) $\rho_r(0)$ と γ の関係

$\rho_r(0)$ および γ はともに評価する領域内の建物が密になるほど大きくなる。ただし、 γ は平均化体積が $10S(m^3)$ と一定なので、領域内の建物高さの構成によってその値は変化する。Fig.7.7に示すように、領域内に高い建物が多くなるほど γ の $\rho_r(0)$ に対する増加の割合は大きくなる。他の場所で得られた値として、亀井ら²⁾によると γ の値は東京23区で0.048～0.260であった。田村ら³⁾も1980年前後の市街地の航空写真より植物も含めた値として γ の値を求めており、函館、上野、

Fig.7.7 $\rho_{r(0)}$ と γ の関係Fig.7.8 $\rho_{r(0)}$ と ξ の関係Fig.7.9 $\rho_{r(0)}$ と λ の関係Fig.7.10 $\rho_{r(0)}$ と a_1 の関係

松本,日田で0.123~0.212となっている。

(3) $\rho_{r(0)}$ と ξ の関係

Fig.7.8に示すように ξ の値は建物高さや密度によらず、ほぼ一定値を取り、今回求めた範囲において図中破線で示す様に平均値は0.28であった。

(4) $\rho_{r(0)}$ と λ の関係

Fig.7.9に示すように λ の値は $\rho_{r(0)}$ とともに増加し、 $\rho_{r(0)}$ と γ の関係に見られたような建物高さの構成比による特徴はあまりない。両者の関係は少しばらついてはいるが、ほぼ比例関係にあるとみなせる。その関係を図中破線で示す直線で近似すると次式のようなになる。

$$\lambda = 1.46\rho_r(0) \quad \dots\dots\dots (7.50)$$

(5) $\rho_r(0)$ と a_l の関係

a_l も λ と同様に $\rho_r(0)$ とともに増加する。その増加傾向は Fig.7.10 に示すように、建物高さの構成比によらずほぼ比例関係にあるとみなせる。両者の関係を図中破線で示す直線で近似すると次式のようになる。

$$a_l = 0.32\rho_r(0) \quad \dots\dots\dots (7.51)$$

ただし、福岡における低層が主な場合（図中シンボル ●）のように $\rho_r(0)$ の値が大きいときに a_l の値が極端に大きくなるケースがある。この場合、 $\rho_r(0)$ の値が大きくなって評価領域内の低層建物数が非常に多くなっている。これは、低層建物では屋根面積の全表面積に対する割合が大きいため、屋根面積の寄与分が大きくなり、 $\rho_r(0)$ の増加の割合に対して a_l の増加の割合の方が大きくなって、 a_l の分布が上方へずれたものと考えられる。

(6) $\rho_r(0)$ と $a_x(0)$ の関係

$a_x(0)$ は $\rho_r(0)$ とともに増加する。その増加傾向は Fig.7.13 に示すように、ほぼ比例関係にあるとみなせる。両者の関係を図中破線で示す直線で近似すると次式のようになる。

$$a_x(0) = 0.16\rho_r(0) \quad \dots\dots\dots (7.52)$$

ただし、中高層オフィスビルが中心の日本橋では、 $\rho_r(0)$ の値が大きいときに $\rho_r(0)$ の増加の割合に対して $a_x(0)$ の増加の割合の方が小さくなり図中下方に片寄る傾向がある。一方低層が中心の福岡（図中シンボル ●）の場合には、逆の傾向を示しており、規模の小さい建物の場合の特徴であると考えられる。

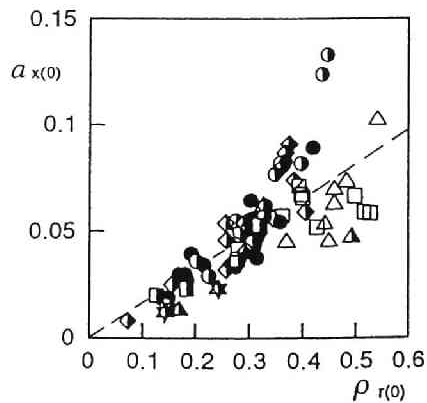


Fig.7.13 $\rho_r(0)$ と $a_x(0)$ の関係

7.4 市街地模型における形状パラメータの値

第6章で実験に用いた市街地模型は、1~3階建ての低層建物が分布する市街地を想定し、縮尺1/200で再現したものである。Fig.7.14に再掲するように、不規則な街路をもつ場合（case A），格子状の街路をもち、街路が風向と45°で交わ

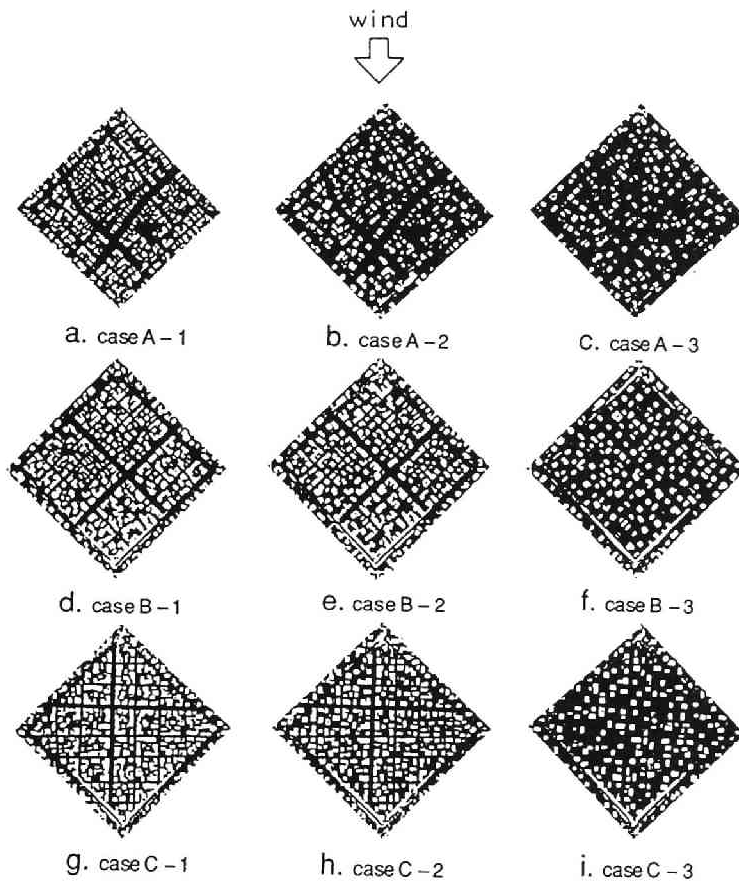


Fig.7.14 市街地模型の形状

Table 7.2 市街地模型における形状パラメータの値

case	h_{mean} (m)	h_{max} (m)	ξ	λ	A/S	$\rho_t(0)$	γ	$a_t(1/m)$
A-1	.0367	.0500	.273	.510	1.87	.365	.263	37.3
B-1	.0359	.0500	.271	.541	2.00	.403	.285	40.0
C-1	.0375	.0500	.272	.575	2.12	.410	.305	42.4
A-2	.0364	.0500	.272	.326	1.20	.239	.171	23.9
B-2	.0360	.0500	.271	.424	1.57	.315	.223	31.3
C-2	.0376	.0500	.271	.396	1.46	.287	.214	29.2
A-3	.0362	.0500	.272	.236	0.87	.174	.124	17.3
B-3	.0359	.0500	.270	.194	0.72	.144	.102	14.3
C-3	.0374	.0500	.270	.195	0.72	.145	.108	14.5

る場合（case B），格子状の街路をもち街路が風向に直交する場合（case C）の3ケースについて，それぞれ建物の密度を3種類（1:密, 2:並, 3:疎）ずつ変化させてある．これら9種類の模型について代表的な形状パラメータの値を求めると，Table 7.2に示すようになる．このときの値は建物が全方位にまんべんなく向いているとみなし，平均的な見つけ面積の割合として求めている．表に示すように各パラメータの値は前節で示した実際の市街地における値とほぼ同様な範囲にあり，各形状パラメータに関して実際の市街地の値をほぼカバーしていることがわかる．

7.5 まとめ

市街地における粗度形状について，実際の市街地における建物の形状を読み込み，そのデータに基づいて以下の関係を定量的に求めた．

- 1) 階数と建物数
- 2) 階数と建物の水平断面における周長
- 3) 階数と建築面積

これらの関係を，階高，建物密度等と組み合わせることにより，市街地における粗度評価を定量的に行うことができる．

次に，市街地のような複雑な形状をもつ粗面に対して，これまでに用いられている建物形状を表すパラメータを幾つか取り上げ，考察を加えた．さらに，粗度形状データを用いて各形状パラメータの値を計算し，地表面における粗度の体積密度 $\rho_{t(0)}$ を中心に，他の代表的な形状パラメータとの関係を調べた．求められた形状パラメータの値は過去に他の場所に対して求められた形状パラメータの値をカバーしていた．また，第6章で用いた市街地模型についても代表的な形状パラメータの値を調べ，模型のもつ粗度形状が実際の市街地の値をほぼカバーしていることを確かめた．

参考文献

- 1) Counihan, J. : Wind tunnel determination of the roughness length as a function of the fetch and the roughness density of three-dimensional roughness elements, Atmospheric environment pergamon press, Vol.5, 1971, pp.637-642.
- 2) 亀井 勇・丸田栄蔵：風速の垂直分布における粗度パラメータに対する3次元粗度密度の適応について, 耐風シンポ, 第4回, 1976, pp.53-59.
- 3) 大熊武司・丸川比佐夫・小林啓人・宮下康一：市街地を対象とした乱流境界層の研究ーその1, 二次元ラフネスによる検討ー, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1985, pp.687-688
- 4) 大熊武司・丸川比佐夫・宮下康一：市街地を対象とした乱流境界層の研究ーその2, 三次元ラフネスによる検討ー, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1986, pp.123-124.
- 5) 田村幸雄・須田健一・松井源吾：設計基準風速についての一考察(建物密度の経年変化を考慮した年最大風速の均質化), 日本建築学会論文報告集, 第400号, 1989.6, pp.101-111.
- 6) 村上周三・加藤信介・B.E.ロンダー・鈴木啓泰：層流型クリーンルーム内の気流性状・汚染質拡散性状に関する研究(その6)ー床グレーチングの通風抵抗を考慮した新しいk-ε型乱流モデルの提案ー, 生産研究, Vol.40, No.1, 1988.1, pp.67-70.
- 7) 平岡久司・中村泰人・丸山 敬：植物群落内および都市キャノピー内での乱流モデル, 日本建築学会近畿支部研究報告集, 1989.2, pp.65-68.
- 8) O'Loughlin, E.M. and V.S.S. Annambhotla : Flow phenomena near rough boundaries, Journal of Hydraulic Research, Vol.7, No2, 1969, pp.231-250.
- 9) Marshall, J.K. : Drag measurements in roughness arrays of varying density and distribution, Agricultural Meteorology, Vol.8, 1971, pp.269-292.
- 10) Wooding, R.A., E.F. Bradley and J.K. Marshall : Drag due to regular arrays of roughness elements of varying geometry, Boundary-Layer Meteorology, Vol.5, 1973, pp.285-308.
- 11) 鶴野伊津志・植田洋匡・若松伸司・中村 晃：乱流モデルによる夜間都市境界層形成機構の検討, 衛生工学研究論文集, Vol.24, 1988, pp.125-137.
- 12) Kondo, J. and S. Akashi : Numerical studies on the two-dimensional flow in horizontal homogeneous canopy layers, Boundary-Layer Meteorology, Vol.10, 1976, pp.255-272.

第8章 市街地上空における気流性状の3次元計算

8.1 はじめに

第5章で示した計算手法を用いて市街地上空に発達する乱流境界層内の気流性状を計算しようとする場合、粗度要素の影響を計算に取り入れるためのラフネスパラメータの与え方が重要になる。一般に市街地のような複雑な形状をもつ粗面では、粗度形状や粗度要素の体積が一樣ではなく空間的に変化するので、種々の市街地に対するラフネスパラメータの値をそれぞれ実験的に求めることは困難である。しかし、第6章で示したように、気流性状を大きく左右する地面境界における剪断応力の大きさをみると、市街地模型は立方体粗度ブロックを千鳥状に配置した粗面の場合とほぼ同様な変化をするので、市街地のような複雑な粗度形状に対しても、千鳥状配列立方体粗度ブロックによる実験結果の応用が期待できる。このとき、千鳥状配列立方体粗度ブロックに対するラフネスパラメータの値は、粗度ブロックの配列形状によって変化するのでその関係を明らかにしておかねばならない。

本章では、計算と実験結果の比較によりラフネスパラメータの最適化を行い、立方体粗度ブロックの配列形状に対するラフネスパラメータの変化を明らかにした。また、その値を市街地模型に適用して気流性状の計算を行い、千鳥状配列立方体粗度ブロックに対するラフネスパラメータを、市街地のような複雑な粗度形状に用いる場合の問題点を検討した。次に、市街地上空における気流性状の3次元的な計算を行うために、第5章で示した数値計算手法を3次元に拡張し、風洞内の気流性状について3次元計算を行った。計算結果は、実験結果および2次元の計算結果と比較して、3次元計算手法の妥当性を確かめた。さらに、第7章で読み込んだ実際の市街地の建物形状を用いて3次元計算を行い、市街地上空の気流性状の予測を行った。計算結果は自然風中で測定された観測値と比較し、本研究で示した予測手法の有効性を検証し、適用範囲を明らかにした。また、本予測手法の応用例として、耐風設計用風速の鉛直分布形状の予測例を示した。最後に、現行の風荷重指針における問題点を検討した。

8.2 ラフネスパラメータの最適化

第6章の結果から，立方体粗度ブロックを千鳥状に配置したときには，Fig.8.1に示すように粗度要素の一边と x 軸方向との風向角 β が 45° のときに床面抗力係数 C_f が最も大きくなり， 0° のときに床面抗力係数は最も小さくなる。また，任意配列は風向角が 45° の千鳥状配列の場合とほぼ同じ性状を示すので，種々の配列形状に対して， β が 45° と 0° の2つの場合について，計算に用いるモデル定数 C_{fi} ， C_{pe} の最適値を求める。

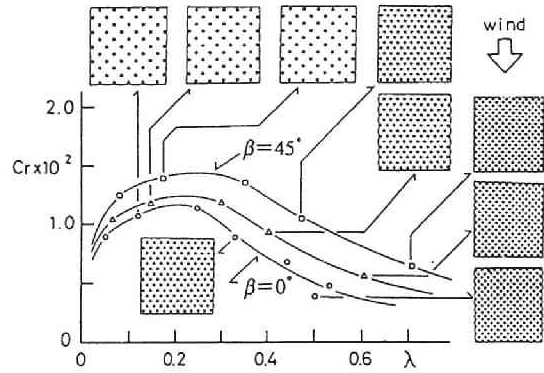


Fig. 8.1 粗度形状と床面抗力係数との関係

8.2.1 計算方法

計算に用いる乱流モデル，計算方法，境界条件は第5章で示した通りである。解析領域はFig.8.2に示すように，第6章で行った風洞実験の測定胴内中央部を再現し，2次元計算を行った。メッシュ分割はFig.8.3に示すように， x 軸方向に121等分割， z 軸方向に71分割（不等間隔）で，床面および天井付近でメッシュ間隔を細かくした。キャノピー内のメッシュ分割幅は粗度高さの1/6とした。

8.2.2 立方体粗度ブロックに対するラフネスパラメータの値

第6章の実験と同様に，フロート付近の測定部，Fig.8.2中KL部分の粗度形状を変化させて計算を行い，計算により求めた床面抗力係数の値が，実験により求めた値と一致するようにモデル定数 C_{fi} ， C_{pe} の最適化を行った。モデル定数 C_{fi} ， C_{pe} は粗度形状に依存したパラメータであり，ここで用いる計算手法において粗面の情報を取り入れるものであるから，以後ラフネスパラメータと呼ぶことにする。計算による床面抗力は，粗度要素が受ける抗力として式(5.2)中の GF_{xi} と，床面および粗度要素上面が受ける摩擦力の合力として求めた。このとき，床面および粗度要素上面における摩擦応力は，そのすぐ上方の計算点における乱流エネルギー K の計算値を用いて $-\sqrt{C_0}K$ として求めた。得られたラフネスパラメータの粗度体積密度 ρ_r （ $=1-G$ ）に対する変化をFig.8.4に示す。ラフネスパラメータ C_{fi} の値は ρ_r の増加とともに大きくなり， $\rho_r=0.25$ 付近で最大値を取った後減少する。 C_{pe} の値は ρ_r の増加とともに大きくなるが，増加の割合は $\rho_r=0.25$ 付近を境に急激に大きくなる。また，図に示すように，風向角 $\beta=0^\circ$ の場合は $\rho_r=0.33$ 以上で， β

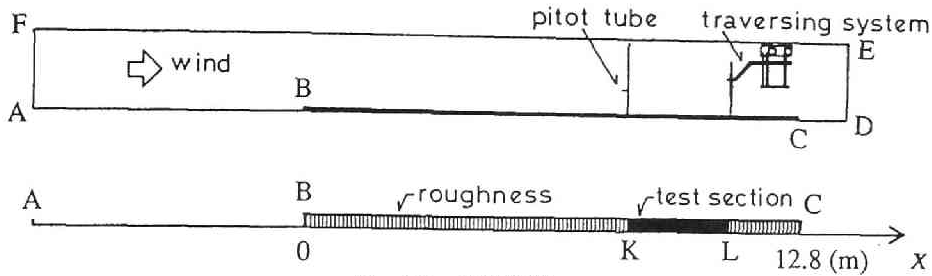


Fig. 8.2 解析領域

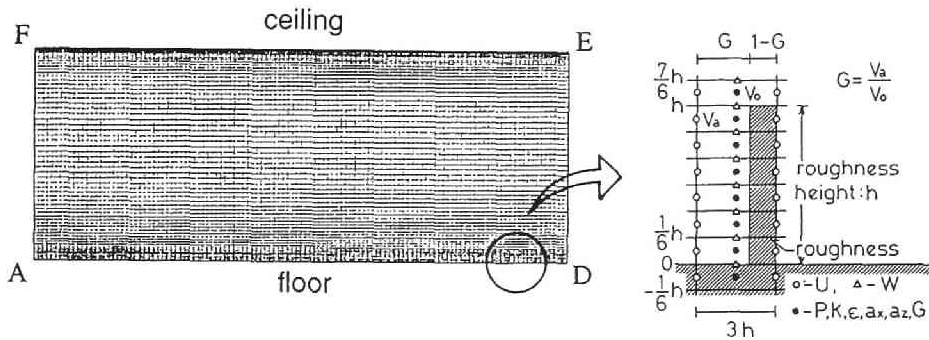
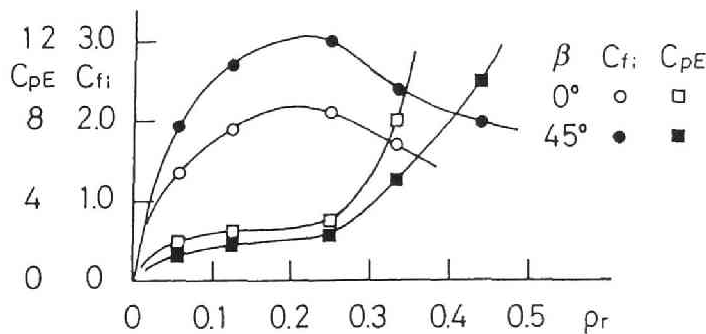
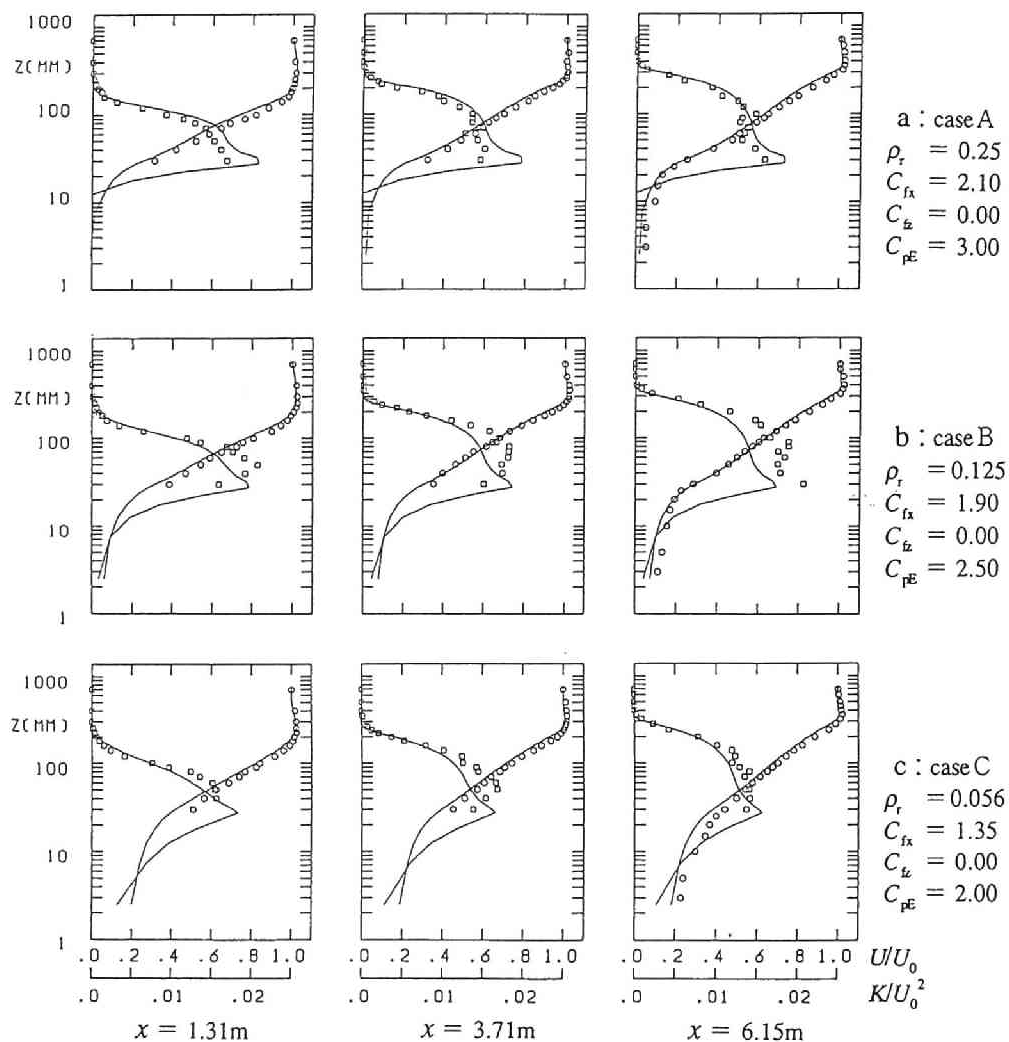


Fig. 8.3 メッシュ分割

Fig. 8.4 粗度形状とラフネスパラメータ C_{fi}, C_{pE} の関係

$\beta=45^\circ$ の場合は $\rho_r=0.45$ 以上でラフネスパラメータの値を最適化することができなかった。これは、どのようなラフネスパラメータ C_{fi}, C_{pE} の値の組合せに対しても、床面抗力係数の計算値が実験値よりも大きくなってしまい、ラフネスパラメータの最適値を求めることができなかったためである。このことは、粗度体積密度が大きくなってくると、ラフネス内で流れが循環したり、床面付近で流れが淀んだ、いわゆる目づまり状態になってくるため、ラフネス内と上空の流れの間に運動量の交換が十分に行われなくなり、数値計算に用いた乱流モデル、すなわち、空間内に抵抗物体が均等に存在すると仮定して導かれた乱流モデルが適用できなくな

Fig. 8.5 計算結果と実験値の比較； $\beta = 0^\circ$ ；実験値，○， U ；□， K ；計算結果，—Table 8.1 ラフネスパラメータの最適化の方法による違い ($\beta = 0^\circ$)

ρ_r		0.25	0.125	0.056
U, K の一致より (第5章)	C_{fx}	1.75	1.75	1.00
	C_{pE}	4.50	2.50	2.50
C_r の一致より	C_{fx}	2.10	1.90	1.35
	C_{pE}	3.00	2.50	2.00

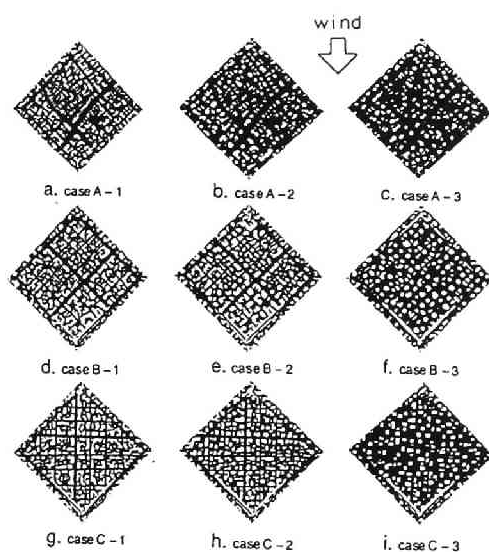


Photo. 8.1 市街地模型の形状

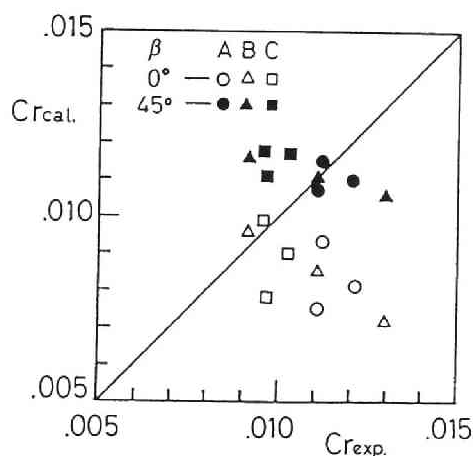


Fig. 8.6 市街地模型に対する抗力係数の比較

ることを示唆している。

ここでは、ラフネスパラメータの最適化を床面抗力係数の一致により行っているが、計算結果が実験値をどのくらい再現しているかを時空間平均風速 U および乱流エネルギー K について調べてみる。第5章のcase A～Cと同じ粗度形状に対して行った計算結果をFig.8.5に示す。図に示すように計算結果は実験値をほぼ再現し、他の計算結果についても同様であった。ただし、Table 8.1 に示すように、第5章で $\beta=0^\circ$ について U および K の分布形状から最適化して求めた場合と、ラフネスパラメータの値は少し異なっており、最適化の基準の違いによる差がでている^{注1}。しかし、Fig.8.5とFig.5.22を比較すると、表に示す程度の違いに対して計算結果の変化はあまり小さくなく、特に U の分布形状の違いは無視できる程度であるとみなした。

8.2.3 市街地模型に対する計算

第6章で用いた市街地模型に対して3次元計算を行った。対象となる市街地模型の形状はPhoto.8.1に再掲するように、不規則な街路を持つ場合case A，格子状の街路を持ち、街路が風向と 45° で交わる場合case B，格子状の街路を持ち、街路が風向に直交する場合case Cの3ケースについて、それぞれ建物の密度を

注1 第5章では、 C_{fi} の値を最小0.25、 C_{pe} を0.5きざみで変化させ、 U および K の計算結果が実験値を最も良く近似するようにラフネスパラメータの最適化を行った。一方本章では、床面抗力係数が有効数字で3桁まで一致するように、 C_{fi} を最小0.1、 C_{pe} を0.1きざみで変化させて求めている。

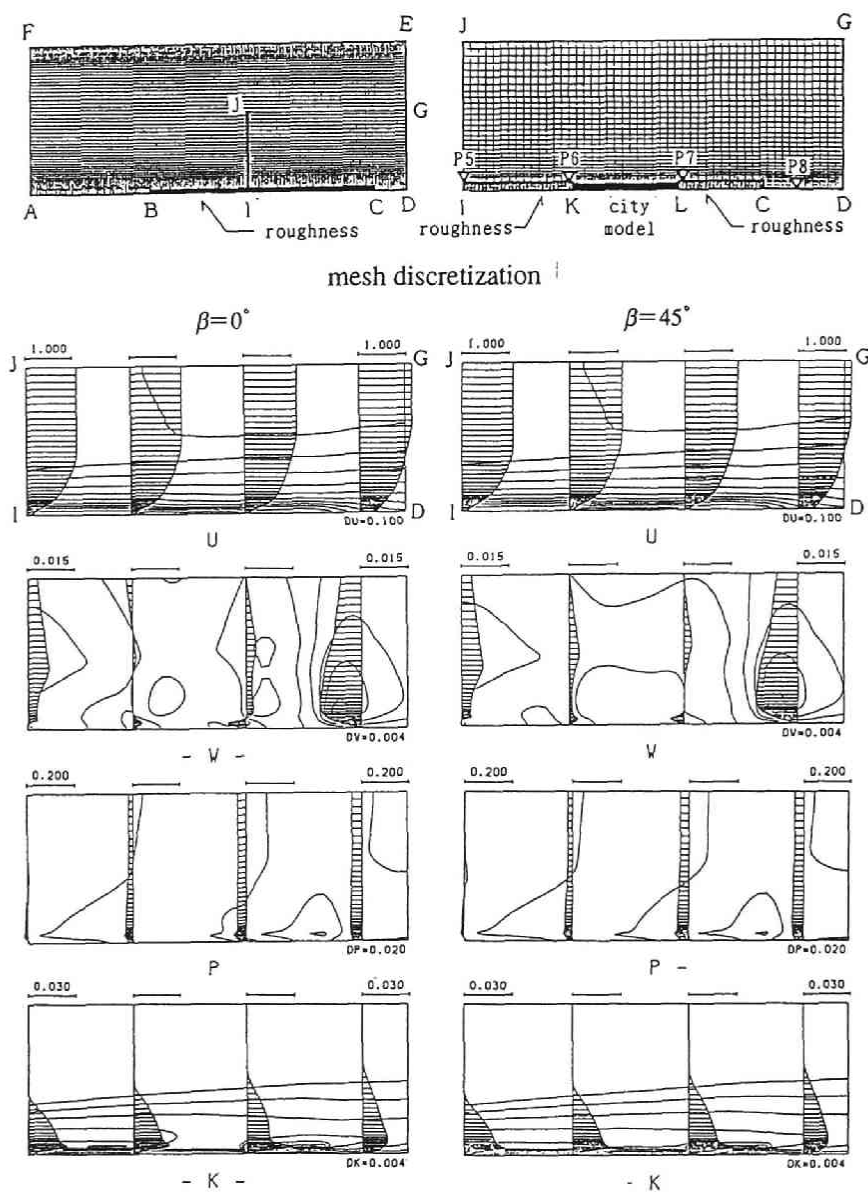


Fig. 8.7 計算結果；市街地模型：case A-3

3種類（1:密, 2:並, 3:疎）ずつ変化させた合計9種類である。これらの模型に対して、千鳥状配列立方体粗度ブロックに対して求められたラフネスパラメータを用いた計算を行った。計算に際して、形状パラメータ α_x, G, L の値は各模型の粗度形状に対応した値を高さ方向に変化させて与え、 α_z は0.0とした。ラフネスパラメータ C_n, C_{pe} の値は $\beta=0^\circ$ および 45° について、各計算点における粗度体積密度

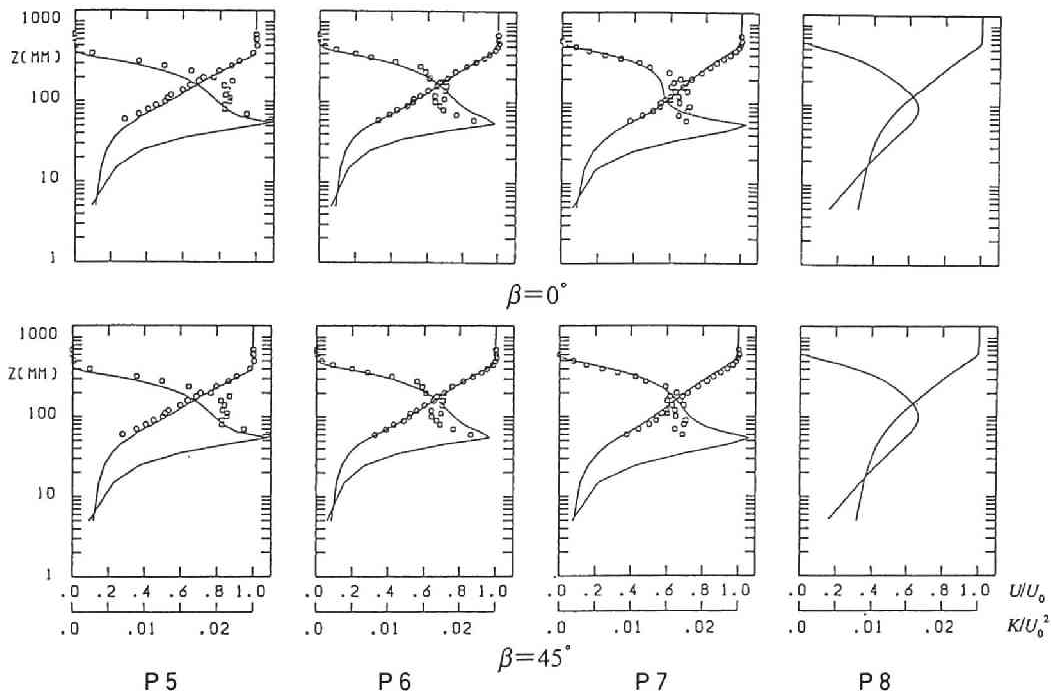


Fig. 8.8 計算結果と実験値の比較；実験値, \circ , U ； \square , K ；計算結果, —: case A-3

ρ_r に対応する値を用いて計算を行った。なお今回比較した市街地模型の場合、 ρ_r が0.4以上になることはなかったので、千鳥状配列立方体粗度ブロックに対して得られたラフネスパラメータの値をそのまま使った。計算と実験結果の比較は床面抗力係数 C_r と粗面上の U および K の分布について以下のように行った。

Fig.8.6に計算で求めた抗力係数 $C_{r,cal}$ と実験値 $C_{r,exp}$ を比較する。 $\beta=45^\circ$ の結果は $\beta=0^\circ$ の場合よりも $C_{r,cal}$ の値が大きくなった。また、 $C_{r,cal}$ と $C_{r,exp}$ の対応はcase Cの場合には、 $\beta=0^\circ$ の場合の方が $\beta=45^\circ$ よりもよいが、全体的にみると $\beta=45^\circ$ の方がよい対応を示すようである。計算結果の一例をcase A-3についてFig.8.7に、 U と K の分布の実験値との比較をFig.8.8に示す。Fig.8.8において、 U および K は境界層の外側の主流風速 U_0 で無次元化してある。また、測定位置はFig.8.7中に示す。Fig.8.7,8に示すように $\beta=45^\circ$ の結果は $\beta=0^\circ$ の場合よりも下層部で U の値が小さく、 K の値が大きくなるが、上層部では殆ど差はなかった。

理想的には、計算と実験結果で抗力係数 C_r の値や時空間平均風速 U の分布が一致するのが望ましいが、不規則な形状を持つ市街地に規則的に配置された立方体粗度ブロックに対するラフネスパラメータの値を用いるのであるから、計算結果が完全に一致することは期待できない。したがって、千鳥状配列立方体粗度ブロックに対して求められたラフネスパラメータが、市街地模型のような複雑な粗度形状に対して適用できるかどうかの判断を下すためには、何らかの判断基準を与え

ねばならない。そこで、ここでは以下のような基準を設定し、計算結果と実験値の適合度を調べた。すなわち、

- 1) 床面抗力係数 C_r については、 $C_{r,cal}$ と $C_{r,exp}$ の差が $C_{r,exp}$ の10%以内になる場合を良：○、20%以内の場合を可：△、それ以上の差がある場合を不良：×とする。
- 2) U の分布については、90%以上の測定点で計算結果と実験値の差が U_0 の1.5%以内になる場合^{注2}を良：○、70%以上の測定点で1.5%以内になる場合を可：△、それ以上の差がある場合を不良：×とする。

C_r および U の分布について、得られた適合度をTable 8.2にまとめる。表に示すように、case A では $\beta=45^\circ$ の結果が、case B, C では粗度の密度が大きいときには $\beta=0^\circ$ の結果が適合度がよく、密度が小さくなると $\beta=45^\circ$ の結果の方がよいことがわかる。

千鳥状配列立方体粗度ブロックに対して求められたラフネスパラメータを用いた計算結果は、前述のような基準によって判断した場合、市街地模型のような複雑な粗度形状に対して良い適合を示す。したがって、このような判断基準のもとで、市街地への応用が可能であると考えられる。ただし、実際の市街地では、地表面において街路の向きや建物の配列形状が広範囲にわたって一定であることは少なく、また風向も変化することが多い。また、市街地模型に対する計算結果をみると、街路の向きや建物の配列形状によって計算結果の適合度は変化するので、実際の市街地への応用を考えた場合、たとえば、風向角 45° と 0° の両方に対するラフネスパラメータの値を用いて計算し、用途に応じて両者の平均値、あるいは安全側の計算結果を用いる、等の配慮が必要になると考えられる。

Table 8.2 計算結果の実験値に対する適合度

case		1		2		3	
		U	C_r	U	C_r	U	C_r
A	0°	×	△	×	×	○	×
	45°	○	○	○	○	○	○
B	0°	○	○	○	×	○	×
	45°	△	×	△	○	○	×
C	0°	○	○	○	△	△	×
	45°	△	×	○	△	○	△

8.3 3次元計算手法

実際の市街地では地表面の粗度形状が3次元的に変化するので、気流性状の予測を行うためには3次元計算を行わなければならない。第5章では2次元計算し

注2 Fig.8.8において、測定値を示す丸印の半径は U_0 の1.5%となるように描いてある。

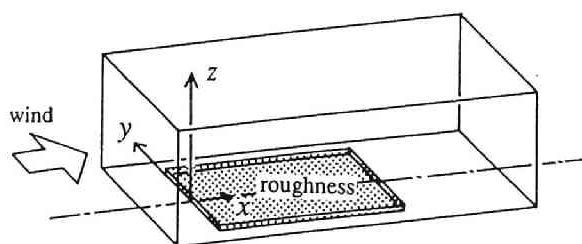


Fig. 8.9 3次元計算を行う解析領域

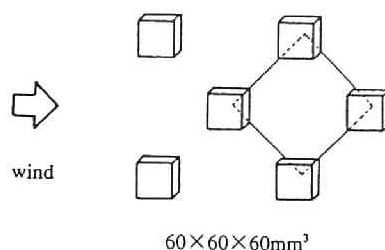


Fig. 8.10 粗度形状

か示さなかったので、ここでは計算手法を3次元に拡張し、市街地上空の計算に先立って風洞内の計算を行い、計算手法の有効性を確認した。

8.3.1 計算手法

解析領域は第5章で2次元計算と比較を行った風洞実験と同じである。

Fig.8.9に示すように測定胴内全域に対して3次元計算を行い、ラフネス上に発達する乱流境界層内の気流性状を求めた。座標系は図に示す通りで、乱流モデル、境界条件は第5章の2次元計算と同じである。計算にはABMAC法、時間に関してEulerスキーム^{注3}、空間に関して2次精度の中心差分（ただし、 K, ε に関して移流項は風上差分）を用い、3次元計算に拡張したものである。実際の計算に際しては、風洞中央部 x - z 平面（ $y=0$ ）において対称条件（ $\partial/\partial y=0$ ）を設定し、半分の領域で計算している。変数配置はstaggered mesh系を用い、メッシュ分割はFig.8.11に示すように、2次元計算よりも粗く、 x 軸方向は112等分割でラフネスの前、後縁付近でメッシュ分割を細かくしてある。 y 軸方向については38分割（ x - z 平面における対称性により実際の計算では19分割、不等間隔）、 z 軸方向は34分割（不等間隔）で、壁面、床面および天井付近でメッシュ間隔を細かくしてある。なお、Fig.8.10に示すラフネスに対して、 x, y および z 軸方向の分割幅を半分にした詳細な計算を事前に行い、計算結果を比較した。それによると、両者の差は小さく、全体の流れのパターンもほぼ同じであった。これより、使用したメッシュ分割が妥当であると判断した。

注3 3次元計算に際して、2次元計算と同じSMAC法、Adams Bashforceスキームを用いると3次元計算では収束が遅くなり、場合によっては発散する場合があった。その原因については現在のところはっきりしていないが、ここに示すような計算方法を用いるかぎり計算を安定して行うことができ、収束も早かった。次段に示すように2次元と3次元計算結果に大きな差がなかったため、3次元計算ではABMAC法、時間に関してEulerスキームを用いた。

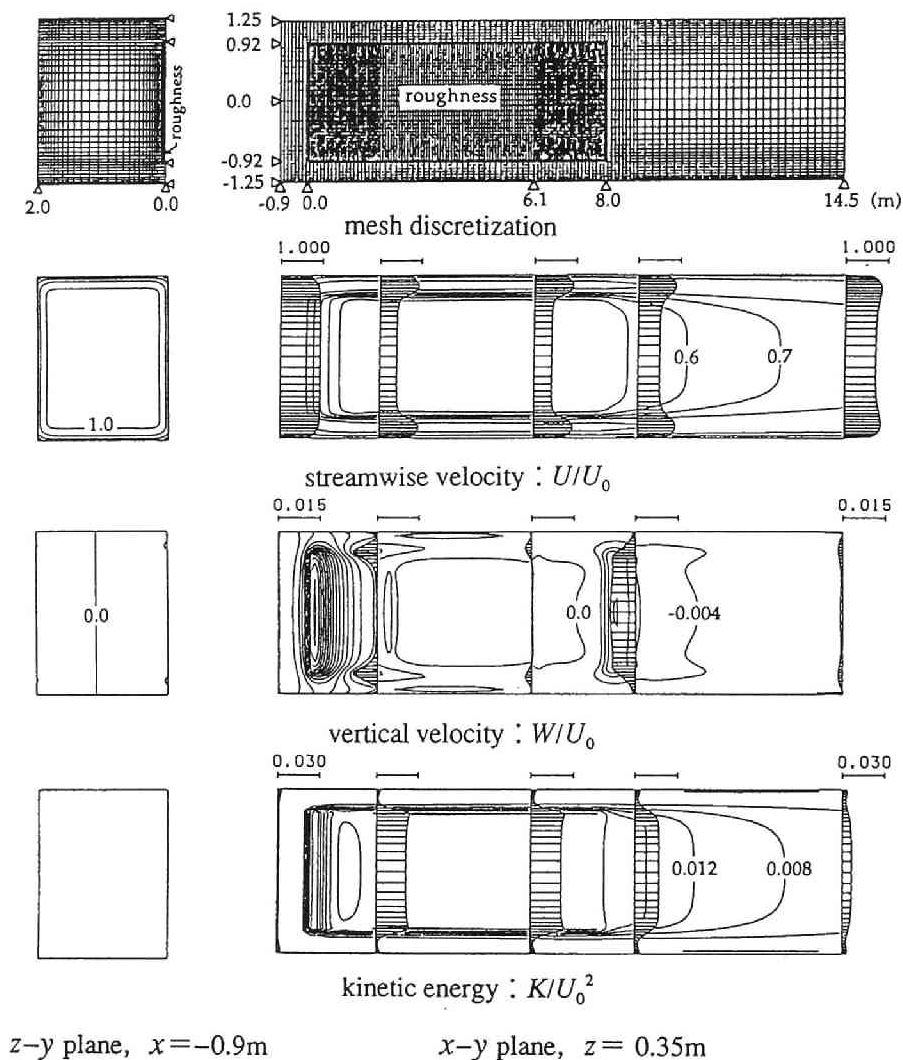


Fig. 8.11a 計算結果 (コンターの間隔は U/U_0 が 0.1, W/U_0 , K/U_0^2 が 0.004)

8.3.2 計算結果と実験値の比較

Fig.8.10に示すラフネスに対して行った計算結果をFig.8.11に示す。図において、 x 軸方向の時空間平均風速 U 、乱流エネルギー K は境界層の外側 ($z=0.7$ m) の主流風速 U_0 および U_0^2 で無次元化してある。図より風洞内の乱流境界層の発達

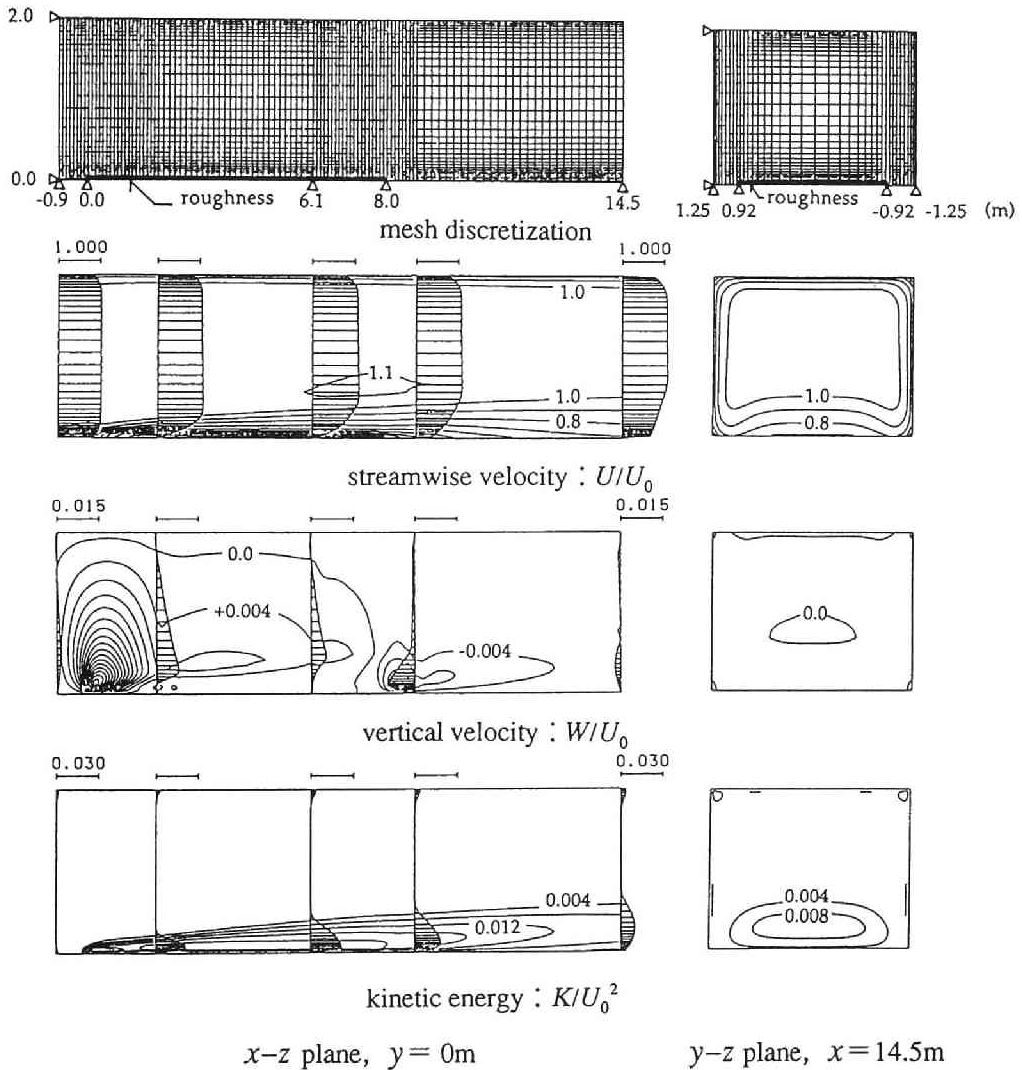


Fig. 8.11b 計算結果 (コンターの間隔は U/U_0 が0.1, W/U_0 , K/U_0^2 が0.004)

の様子がわかり、ラフネスの風上端では風速の鉛直上方成分が増加し、また多くの乱流エネルギーが生じている。乱流エネルギーは境界層の発達とともに上方に拡散し、上空の乱れが増加してゆく。ラフネスの風下側では床面の抗力が小さくなるので、風速の鉛直下方成分がラフネスの風下端で増加し、また床面付近の x

軸方向成分が下流に行くにしたがって大きくなる。ラフネスは風洞側壁まで敷き詰められていないので、床面両隅のラフネスが無い部分では風速が中心部よりも大きくなっている。

計算結果の妥当性を検討するために、風洞実験結果との比較を行った。Fig.8.12に3次元計算結果を実験値および2次元計算結果と共に示す。計算および実験結果は風洞中心軸上 ($y=0\text{m}$) の値を比較した。ラフネスパラメータの値は、床面抗力の比較により最適化を行った2次元の計算結果と同じ値を用いた。図より、3次元の計算結果は実験結果をよく再現している。2次元の計算結果とは少し差があるが、2次元と3次元の差および計算方法、メッシュ分割の違いがでていると考えられる。その他、ここで示したラフネス以外の粗度形状に対しても、2次元計算と3次元計算および実験結果の比較を行ったが、大きな差は生じなかった。これより、2次元計算の結果から得られたラフネスパラメータの値を用いて3次元計算ができると考え、以下の計算に用いた。

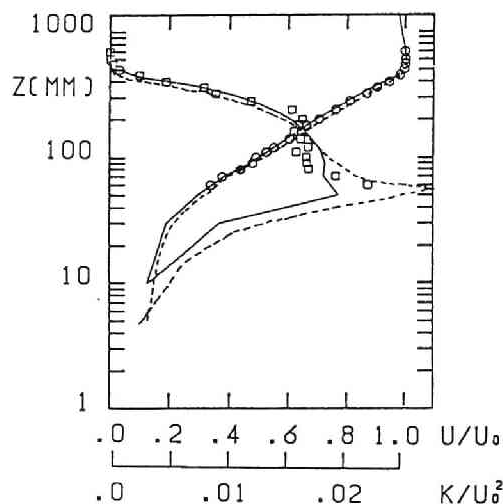


Fig. 8.12 3次元計算結果と2次元および実験結果との比較, $\rho_r = 0.125$, $C_{fx} = 1.90$, $C_{fy} = 1.90$, $C_{fz} = 0.00$, $C_{pe} = 2.50$, $x = 7.44\text{m}$, $y = 0.00\text{m}$
実験値, \circ, U ; \square, K ; 計算結果, —, 3次元; ---, 2次元

8.4 実際の市街地形状を用いた計算

第7章で読み込んだ福岡における建物形状を用いて、市街地上空の気流性状のシミュレーションを行った。

8.4.1 解析領域および境界条件

解析領域はFig.8.13に示すように、第7章で建物形状を読み込んだ領域を海の方に約300m伸ばした範囲で、 x 軸方向に2800m, y 軸方向に700m, z 軸方向に200mの大きさをもつ。ここでは後述するように、図中A,B,C点で風速および温度の鉛直分布の同時観測が行われている。流入境界条件としては、滑面上に乱流境界層を数値計算により発達させ、平均風速の鉛直分布形状が観測結果とほぼ同じになるような計算結果を流入境界面に与える。流出、側方および上方境界面で



Fig. 8.13 解析領域

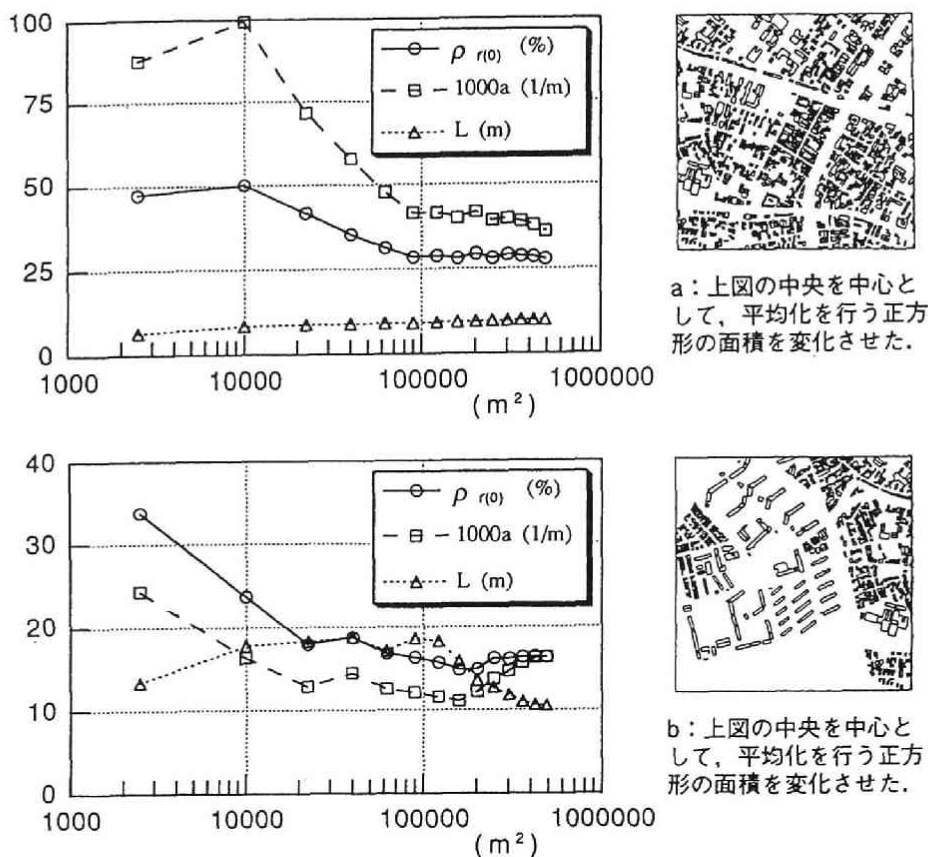
は自由流出条件^{注4}とし、側方および上方境界面での圧力勾配は零とした。水面は滑面とみなし、建物が存在する地面境界では第5章と同じく粗面における境界条件を用いている。

8.4.2 メッシュ分割

計算に用いる形状パラメータの値は、各計算点における差分メッシュ内の空間平均値として建物の形状データより求めた。ラフネスパラメータの値は、各計算点で求めた粗度体積密度 ρ_r より8.2.2で示した関係を使って決定し、風向角 $\beta=0^\circ$ と 45° に対する計算を行った。

このとき、市街地では粗度要素の分布形状が一様ではないので、建物の形状パラメータの値はメッシュ分割の大きさによって変化する。とくに水平面内のメッシュ分割の大きさは形状パラメータの値を左右し、計算の精度に影響を及ぼす。計算に用いる形状パラメータ、すなわち粗度体積密度 $\rho_r (=1-G)$ 、粗度表面積密度 a および建物の水平断面における周長の1/4である L が地表面において、平均化位置および平均化面積によって変化する様子をFig.8.14に示す。ここに示した例では両方とも、形状パラメータの変化は平均化面積が小さいときには大きく、平均化面積がある程度大きくなってくると、その変化も小さくなる。Fig.8.14aに示す例では、平均化面積が約 100000m^2 以上で各形状パラメータの変化はほぼ無くなり、それ以上平均化面積を大きくしても平均的な粗度形状はあまり変化しない。Fig.8.14bに示す例では、平均化面積が約 20000m^2 から 200000m^2 の間ではほぼ一定となり、さらに平均化面積が大きくなると再び変化する。これは、図に示すように、平均化の中心は、比較的高いアパートからなる団地の中にあり、平均化

注4 自由流出条件：流出境界面で変数の法線方向の変化が無い、すなわち $\partial/\partial n=0$ となるように解析領域の外側の仮想セルの値を与える。ここで n は法線方向ベクトルを表す。

Fig. 8.14 ρ_r, a, L の平均化位置および平均化面積による変化

を行う範囲が広がると、周囲の低層住宅街、商店街、埋め立て地（空き地で建物が建っていない）等を含むようになり、平均的な粗度形状が変わってくるためと考えられる。このように、平均化面積を大きくし過ぎると、その地点の粗度形状を反映できなくなってくる。したがって、各計算点での建物形状の影響を計算結果に反映させ、分解能を上げるためには平均化面積を小さくする方がよく、ここに示した2例の場合には20000m²以下にすれば十分である。

一方計算に用いた乱流モデルは、ナビエ・ストークス方程式に時空間平均を施して導いたものであり、各計算点における変数は差分メッシュ内の時空間平均値として計算される。したがって、メッシュ分割はそこにある程度の粗度要素を含むような大きさが必要である。言い換えると、メッシュの大きさが粗度要素、すなわち建物1つの大きさと同程度では、乱流モデルを用いる意味がなくなってくる。そこで、建物の大きさを知るために読み込まれた建物について、水平断面

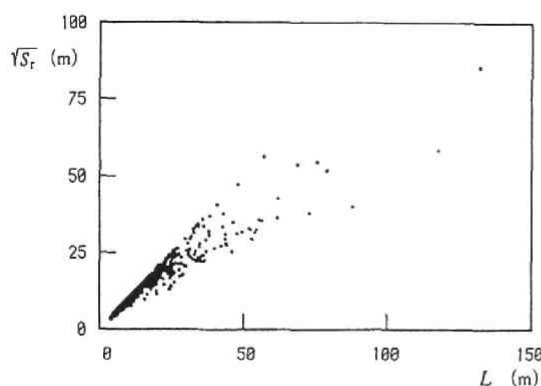


Fig. 8.15 読み込んだ建物に対する
 L と $\sqrt{S_r}$ の関係

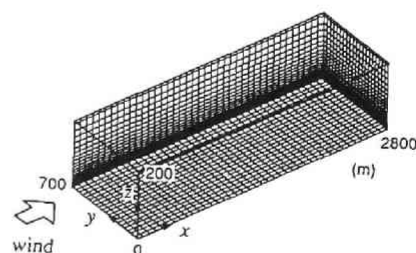
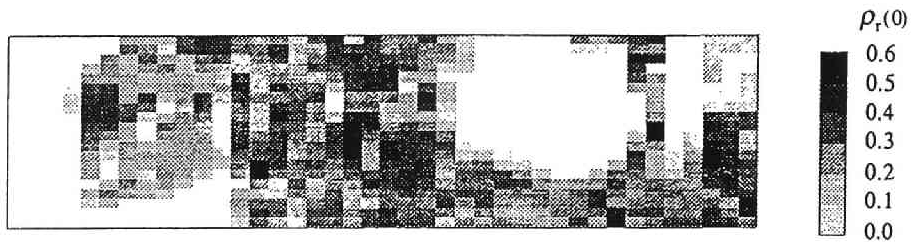


Fig. 8.16 メッシュ分割

における周長の4分の1, L と建築面積の平方根 $\sqrt{S_r}$ によって水平断面形状を調べてみる。全ての建物について L および $\sqrt{S_r}$ の値を求め、両者の関係を示すと Fig.8.15のようになる。図において L と $\sqrt{S_r}$ の値が等しいとき建物の水平断面形状は正方形になる。また両者の差が大きいほど、水平断面形状は細長い、あるいは凹凸が多い複雑な形状を持った建物であるとみなせる。 L および $\sqrt{S_r}$ の値が大きい建物では両者の差が大きいものが多い。これは規模の大きい建物の多くが水平断面形状が細長い、あるいは凹凸が多い複雑な形状を持っていることを示している。読み込んだ建物のうち、美術館や体育館、神社仏閣等、特に規模の大きい建物を除くと、大多数の建物は L および $\sqrt{S_r}$ が約50m以下になった。したがって、水平面内における平均化面積は少なくとも一辺が50m以上であることが好ましい。ただし、平均化面積は大きくなり過ぎると分解能が悪くなるのは前述の通りである。

以上の考察により、ここでは水平面内の平均化面積を一辺が70mの正方形とした。結局、メッシュ分割は Fig.8.16 に示すようにx軸方向に70m, y軸方向は分解能を上げるため35mの等間隔とし、各計算点を中心とした一辺70mの正方形内の平均値として、形状パラメータおよびラフネスパラメータの値を求めた。z軸方向の分割幅は 8.3 に示した3次元計算で、水平方向の1/20まで安定して計算ができることがわかっているの、地面付近で最小3.5mとし、上方にいくにしたがって大きくなるようにした(分割数21, 不等間隔)。

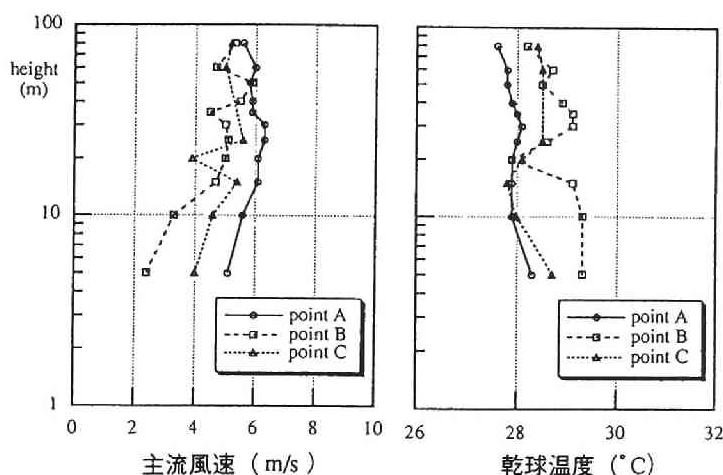
Fig. 8.17 地表面における粗度体積密度 $\rho_r(0)$ の分布

8.4.3 大きな建物の取扱い

Fig.8.17に地表面における粗度体積密度 $\rho_r(0)$ の分布を示す。 $\rho_r(0)$ の値は建物の密集度に応じて変化している。また、美術館や体育館、神社仏閣等、規模の大きい建物があるところではメッシュの大きさが十分ではないので $\rho_r(0)$ の値は特に大きくなっている。これを防ぐためにはメッシュの大きさを最も大きな建物よりも大きくしなければならない。ちなみに、今回読み込んだ建物のうちで最大のものはFig.8.15より、 L の値で約130mであるから、メッシュ分割の大きさは少なくともこれ以上必要になる。しかし、メッシュ幅を130mとすると、分割数は y 軸方向に約6分割となって、分解能が非常に悪くなり、水平方向の粗度形状の変化による気流性状の変化を予測するにはあまりにも粗くなりすぎる。前段で示したように今回の計算では、建物の大多数を占める通常の建物の大きさは一辺約50mまでであるので、平均化面積の一辺の幅はそれよりやや大きく70mとした。その結果、Fig.8.17に示すように ρ_r の値は数カ所で0.45を越えている。このとき、8.2.2で示したように、風向角 $\beta=0^\circ$ では粗度体積密度が0.45以上で、 $\beta=45^\circ$ では0.50以上でラフネスパラメータの値を決めることができないので、それ以上の粗度体積密度を持つ場所では便宜的に、 $\beta=0^\circ$ では粗度体積密度 $\rho_r=0.33$ におけるラフネスパラメータの値を、 $\beta=45^\circ$ では $\rho_r=0.45$ における値を用いて計算を行った。このようにしても、 ρ_r の値が0.45を越える計算点の数は計算点全体の数に比べて少ないので、問題はないと考えた。

8.4.4 観測データ

観測点A,B,Cでは、1985年の夏に風速および温度の鉛直分布形状の同時計測がKatayamaらにより気球を用いて行われている¹⁾。各観測点における測定は、8月27日の午前10時から翌28日の午前9時まで毎2時間毎に地面に近い方から開始され、高さ方向に11点ずつ高さを変えて行われた。各高度における測定点では5分



(1985 Aug. 27 14:00~15:00)

Fig. 8.18 自然風中での観測値

間の平均値を求めており、高さ方向の気球の移動時間を含めて、鉛直方向の分布を求める1シリーズの測定を約1時間かけて行っている。中立強風状態を再現する計算結果との比較を考えて、1シリーズの測定期間中に次の3つの条件をできるだけ満足するデータを選んだ。

- 1) 海側からの風で、風向変化が少ないこと。
- 2) 高さ方向の温度変化が少ないこと。
- 3) 風速はできるだけ大きいこと。

観測結果のうち上記の条件を最もよく満足するデータを Fig.8.18 に示す。図より、解析領域の風上側、海岸近くの観測点 A では乱流境界層は約25mまで発達し、境界層内の高さ方向の風速勾配は小さく、その分布形状は滑面上に発達する乱流境界層によく似ていることがわかる。そこで、流入境界の気流条件として、滑面上に乱流境界層を数値計算により発達させ、平均風速の鉛直分布形状が観測結果とほぼ同じになるような計算結果を求め、その値を流入境界面に与えることにした。

8.4.5 計算結果と観測データの比較

Fig.8.19 に計算結果を示す。図は風向角 $\beta=0^\circ$ と 45° に対するラフネスパラメータを用いた計算結果の平均値を示してある。図より建物密度が高いところでは風速がx軸方向に減少し、下流域で風速の値は小さくなっている。また、中央風下側の池では地表面粗度要素が無くなり、地面付近の抵抗が減るために下流にいくにしたがって上空の風速が回復してくる。乱流エネルギーは建物密度が高く、風

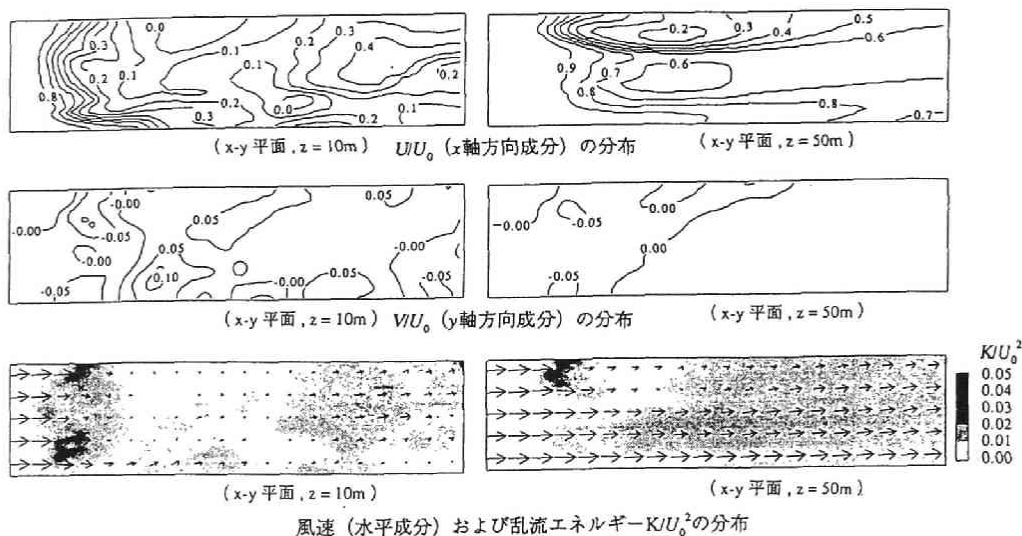


Fig. 8.19 計算結果

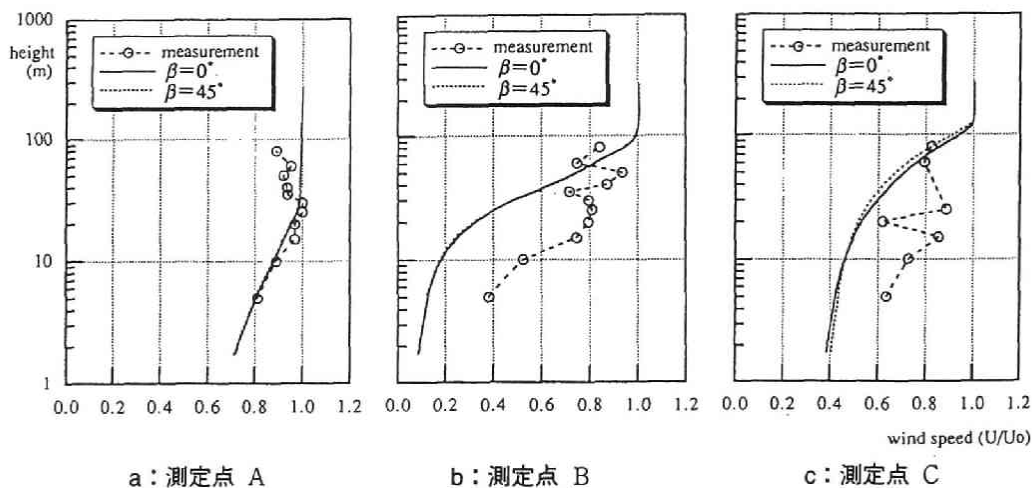


Fig. 8.20 計算結果と観測値の比較

速も早い場所、正確には空間的な風速変化の大きい場所で高い値を示す。また地面付近で発生した乱れは上方に拡散し、下流では乱れが高高度に及んでいる。

Fig.8.20 に観測点A,B,Cにおける風速の計算結果を測定値とともに示す。図において測定風速は観測点Aにおける高度30mの測定値を U_0 として、計算結果は最も上空の計算値を U_0 としてそれぞれ無次元化してある。風上側の観測点Aにおいては、計算結果と測定値がほぼ一致している。建物の密集度の高い領域の風下側の観測点Bでは、地面付近で風速の減少が大きく、計算結果をみると高度約

30mまでは市街地キャノピーとみなせる。池の風下側の観測点Cでは地面付近の風速の回復がみられるが、高度約40m以上では風上側の風速分布形状の影響が残っている。測定値は観測点B,Cともに、地面付近で計算結果よりかなり大きな値を示し、それぞれ高度60m以上で計算結果とほぼ一致する。また、ラフネスパラメータの風向角 β の違いによる計算結果の変化は僅かである。

観測値と計算結果が異なる原因を考えると、まず考えられるのは、建物の無い、風通しのよい地点で測定された時間平均値は、時空間平均値よりも大きいということである。

測定は気球を上げて行っているのので、測定値は建物から離れ、ある程度風通しのよい測定点における時間平均値とみなせる。したがって、平均化体積内で、建物近くの風速の小さい領域を含めた時空間平均値として求められる計算結果にくらべると、測定値は大きな値になると考えられる。実際、第4章で示した立方体粗度ブロック周りの時間平均風速の鉛直分布の一例を Fig.8.21 に再掲すると、粗度要素の間、図中測定位置2,5において時間平均風速の値は図中実線で示す時空間平均値よりも大きな値となる。また第4章で示したように、時間平均値の鉛直分布形状は粗度高さの約1.8~2.0倍で測定位置によらず時空間平均値の鉛直分布に一致する。観測点B付近の建物高さはPhoto.8.2aに示すようにかなり高く、最高で約30~40mあるので、時空間平均風速の鉛直分布は建物高さの約1.5~2倍以上で測定値とほぼ一致することになる。観測点CではPhoto.8.2bに示すように、付近の建物の最高高さは約20mである。観測値には高度30mから50mまでの間のデータが欠けているのではっきりしたことは言えないが、上空では測定値は計算結果にほぼ一致し、それは付近の建物の最高高さの約3倍となっている。

次に地表面の建物密度の変化が考えられる。第7章より、建物形状の読み込みに用いた資料(航空写真および地図)は、観測時よりも2~3年後のデータである。文献2)によると地表面の建物密度が大きくなると、地面付近の風速は小さくなる傾向がある。したがって、風速の計算結果が観測値よりも地面付近で小さくなっているのので、観測時よりも建物形状を読み込んだ時点の方が建物の密度が大きくなっている可能性を表している。

また、観測時の大気の安定度の影響が考えられる。これまでに自然風中で行わ

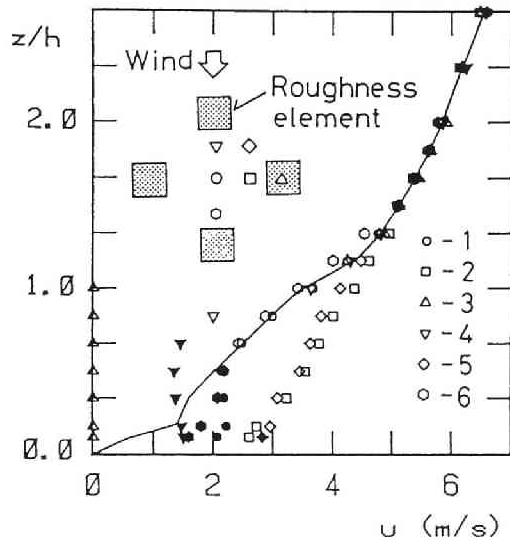
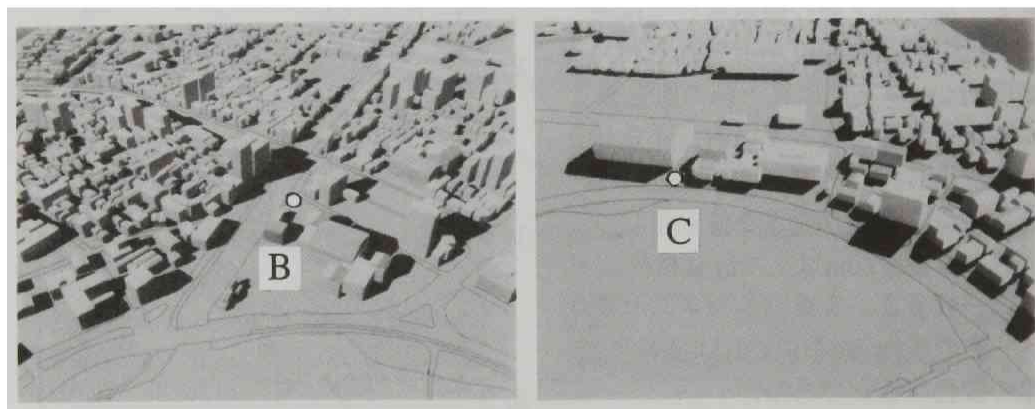


Fig. 8.21 立方体粗度ブロック周りの時間平均風速分布の測定位置による変化



a: 観測点 B を南東上空から眺める

b: 観測点 C を北西上空から眺める

Photo. 8.2 観測点付近の建物形状

れた観測例^{3,4)}をみると、鉛直方向に負の温度勾配が大きくなるほど、すなわち不安定度が大きいほど、ベキ指数 α の値は小さくなる。これは、鉛直方向に負の温度勾配が大きくなると、熱による対流によって運動量の交換が促進され、鉛直方向の風速勾配が小さくなると説明できる。この温度勾配による影響は風速が大きくなって、乱れによる運動量の交換の割合が大きくなるにしたがって小さくなる。崔ら⁹⁾によると、高さ10mにおける平均風速が5m/sを超える場合にこの温度勾配の影響をほぼ無視できる。Fig.8.18をみると、観測点B,Cにおける観測値は、高さ10m以上で約5m/s前後であり、高さ方向に負の温度勾配も少し存在するので、大気の状態は少し不安定とみなせ、そのために中立状態の計算結果よりも鉛直方向の速度勾配が小さくなり、地面付近で風速が大きくなっている可能性がある。その他、観測気球のたわみによる測定位置と計算位置の違いや樹木の影響などが考えられる。

このように計算結果と観測結果の違いは、計算条件と観測時の諸条件の違いによりある程度説明することができた。したがって、本研究で示した市街地上空の気流性状の予測手法は、時空間平均値を求めることができ、その鉛直分布形状は付近の建物最高高さの約2~3倍以上で位置によらず時間平均風速の鉛直分布とほぼ一致するとみなすことができる。それより地面に近い部分では、位置により時間平均風速の鉛直分布形状は計算結果と異なる。とくに通常自然風中で風速の鉛直分布を求める場合には、建物からある程度離れた風通しのよい位置で測定することが多いので、観測値は計算結果よりも大きな値をとる場合が多くなると考えられる。

8.5 耐風設計用風速の鉛直分布形状の予測

計算結果から耐風設計用の平均風速の鉛直分布を予測する方法を考える。Fig.8.20bに示す観測点Bを例に考察する。観測点付近で測定された時間平均風速、たとえば付近のビルの最高高さよりも約10m高い $z=50\text{m}$ の地点の測定値を基準風速 U_r とし、計算で求めた風速の鉛直分布形状($\beta=0^\circ$ と 45° による計算結果の平均値)をあてはめると、耐風設計用の平均風速の鉛直分布形状はFig.8.22の実線のようになる。前述のように、通常観測値は計算結果よりも大きいので、このように鉛直分布形状を決めると耐風設計用の風速値は実測値よりも安全側になり、かつ風上側の粗度形状の影響を取り込んだ分布形状を持つようになる。ただし地面付近、市街地キャノピー内の風速分布形状については、場所によりかなりの変化が予想されるので、たとえば、図中の破線で示すように建物高さ以下で一定値、建物高さにおける風速、とするのがよいと考えられる。

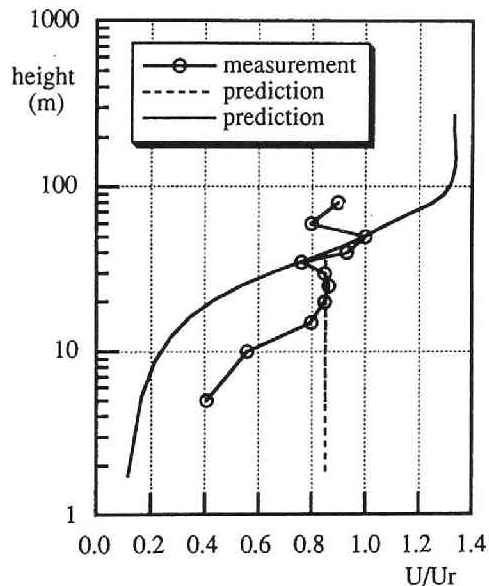


Fig. 8.22 耐風設計用風速の鉛直分布形状の予測例

8.6 現行の風荷重指針における問題点

わが国における建築物荷重指針⁶⁾において、耐風設計用の基準風速 U は次式のように算定する。

$$U = U_0 E_H R \quad (\text{m/s}) \quad \dots\dots\dots (8.1)$$

ここで U_0 は基本風速で、地理的位置および大規模な地形の影響によって決まり、各地域の気象官署における観測結果から日本全国の値が求められている。 R は再現期間換算係数で設計用再現期間に応じて与えられる。周囲の地表面粗度形状や小地形および地表面からの高さの影響は、鉛直分布係数 E_H によって表わされる。 E_H はTable8.3における風速の鉛直分布係数 E の基準高さ H (m)における値で、

Table 8.3 風速の鉛直分布係数

風速の鉛直分布係数は、次式 (a1) により算定する。

$$E = E_z E_g \quad \text{..... (a1)}$$

ここに、 E_z : 風速の鉛直分布係数

E_z : 平坦とみなせる状況での風速の鉛直分布を表す係数で、(A)により定める。

E_g : 小地形による風速の割増しを表す係数で、(B)により定める。

(A) 平坦とみなせる状況での風速の鉛直分布を表す係数 E_z は、(1)に定める建設地点の地表面粗度区分に応じて、(2)により定める。

(1) 建設地点の地表面粗度区分は、周辺地域の地表面の状況に応じて、Table a1により定める。

Table a1 地表面粗度区分

地表面粗度区分	周辺地域の地表面の状況
I	海上のようなほとんど障害物のない平坦地
II	田園地帯や草原のような、農作物程度の障害物がある平坦地、樹木・低層建築物などが散在している平坦地
III	樹木・低層建築物が密集する地域、あるいは中層建築物(4~9階)が散在している地域
IV	中層建築物(4~9階)が主となる市街地
V	高層建築物(10階以上)が密集する市街地

(2) E_z の値は (1) の地表面粗度区分に応じて、Table a2およびTable a3により定める。

Table a2 平坦とみなせる状況での風速の鉛直分布を表す係数 E_z

地表面からの高さZ	地表面粗度区分				
	I	II	III	IV	V
$Z \leq Z_b$	1.15	0.90	0.69	0.58	0.50
$Z_b < Z \leq Z_G$	$1.7 (Z/Z_G)^\alpha$				

Table a3 Z_b, Z_G, α

地表面粗度区分	I	II	III	IV	V
Z_b (m)	5	5	5	10	20
Z_G (m)	250	350	450	550	650
α	0.10	0.15	0.20	0.27	0.35

(B) 小地形による風速の割増しを表す係数 E_g は、建設地の周辺の状況により風速が増加すると判断される場合に考慮される値で、影響のない場合は1.0とすることができる。

建設地の地表面の状況に応じて表により、地表面からの高さ $Z(m)$ を $H(m)$ として定める。このように E_H は、各粗度区分における Z_0 （地面付近で風速一定とみなす高さ）、 Z_0 （上空で地表面の影響が及ばなくなり、風速が高さ方向に一定とみなす高度で、文献6)では上空高度と呼んでいる）およびべき指数 α の関数として与えられている。以下に Z_0 、 Z_0 、 α について考察する。

地面近くにおける気流性状は、付近の建物の局所的な影響を受けて位置により異なる。一般に、観測は建物からある程度離れた場所で行われるので、8.4.5に示したように風通しのよい地点の測定値となることが多く、その結果、観測値から求めた時間平均風速は同じ高さにおける時空間平均値よりも大きくなる。一方、耐風設計用の基準風速 U はある高さにおける時空間平均風速とみなせるので、地面付近で建物の影響がある領域では、観測値よりも小さくなる場合が多くなり、耐風設計上危険になる可能性がある。これを避けるために、荷重指針では地面付近で基準風速を高さ方向に一定にしている。すなわち、時空間平均風速と観測値にずれのある領域の上限を Z_0 として取り込み、それより下方では風速がもっとも大きくなる場所の値を耐風設計用の風速として用いる、という考え方で基準風速を与えている。しかし、第4章における実験結果および本章における計算値と観測値の比較において示したように、 Z_0 は付近の建物高さの約2～3倍程度あることを考慮すると、荷重指針において示されている Z_0 の値は少し低いように思われる。一方、 Z_0 とべき指数 α の値は第2、3および5章で示したように粗度形状だけでなく吹送距離によっても変化するので、各粗度区分で一定値を与えるのは本来おかしい。ただし、地表面の粗度要素の大きさに対して十分大きな広がりをもって粗面が存在し、ある程度吹送距離が大きくなると Z_0 および α の変化は小さくなるので、工学的立場からは一定値としても問題がない。現指針においては、この考えのもとに各粗度区分に対する Z_0 および α の値を過去の観測結果を参考にして与えているが、 Z_0 および α の変化が工学的立場からみて小さくなるためにはどれぐらいの吹送距離が必要なのか、粗度形状が急激に変化する場合に吹送距離方向の Z_0 および α の変化はどのようになるのか、等の点については不明である。なお、これらの点について本研究で示した手法を用いて次章で詳しい検討を行う。

8.7 まとめ

本章では、まず始めに床面抗力の計算と実験値が一致するようにラフネスパラメータの最適化を行い、千鳥状配列立方体粗度ブロックに対する配列形状の違いによるラフネスパラメータの変化を求めた。さらに、得られた関係を建物の配列形状および密度の異なる9種類の市街地模型に対して適用し、気流性状の計算を行って、市街地のような複雑な粗度形状をもつ粗面への応用を検討した。計算結果は床面抗力の値および上空の気流性状について実験値と比較し、その適合度を調べた。ここでは適合度の判断基準の一例を示し、その基準によって評価した場合、風向角 0° および 45° の千鳥状配列立方体粗度ブロックに対して求めたラフネスパラメータの値を用いれば、粗度体積密度0.45以下の種々の市街地形状に対して、上空の気流性状の予測が可能であることがわかった。次に、実際の市街地上の計算を行うために、3次元の計算手法を示し、風洞実験との比較によりその有効性を確かめた。さらに、実際の市街地における建物形状を用いた計算を行い、計算結果と自然風中での観測結果の比較を行って、本研究で開発した予測手法の有効性および適用範囲の検証を行った。その結果、計算によって求められた気流性状の時空間平均値は、付近の建物高さの約2~3倍以上で実際の時間平均風速の鉛直分布とはほぼ一致し、それより地面に近い部分では、位置により時間平均風速の鉛直分布形状は計算結果と異なるが、観測値は計算結果よりも大きな値をとる場合が多いことがわかった。また、応用例として、本予測手法により求めた計算結果および観測結果を用い、耐風設計用風速の鉛直分布形状の予測例を示した。最後に、現行の風荷重指針における問題点を検討した結果、

- 1) 地表面近くで風速一定とみなす範囲は、付近の建物高さの2~3倍程度が良い。
- 2) 上空で地表面の影響が及ばなくなり、風速が高さ方向に一定とみなす高度やべき指数は各粗度区分で一定値を与えているが、本来これらの値は吹送距離によって変化するものであり、変化が工学的立場からみて小さくなるためにはどれぐらいの吹送距離が必要なのか、粗度形状が急激に変化する場合に吹送距離方向の Z_0 および α の変化はどのようなになるのか、等の点については不明である。

ことがわかった。なお、2)については本研究で示した手法を用いて次章で詳しい検討を行う。

参考文献

- 1) Katayama,T, J.Tsutsumi, A.Ishii, M.Nishida and M.Hashida : Observations of heat flux in an urban area with a large pond by kyttons, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.32,1989,pp.41-50.
- 2) 田村幸雄・須田健一・松井源吾：設計基準風速についての一考察（建物密度の経年変化を考慮した年最大風速の均質化）,日本建築学会論文報告集,第400号,1989.6,pp.101-111.
- 3) 佐藤 鑑・後藤 滋・関根 孝・関根 毅・岡 樹生・吉沢 晋他 5 名：環境工学における市街地風の変動とその影響に関する研究－1（市街地上の風の性状その1）,日本建築学会論文報告集,第188号,1971,pp.57-63.
- 4) Shi Feng Zhang : A statistical analysis of the power law and the logarithmic law using wind data from a 164m tower,Research Note,Boundary-Layer Meteorology,Vol.20,1981,pp.117-123.
- 5) 崔 恒・神田 順：風荷重評価のための平均風速と乱れの強さの鉛直分布特性,日本風工学会誌,No.45,1990.8,pp.23-43.
- 6) 建築物荷重指針・同解説1993年改定（第2次）,日本建築学会,1993.6.

第9章 市街地における建物の密度変化に伴う風速分布の変化

9.1 はじめに

耐風設計に際して必要になる気流性状，たとえば，もっとも基本となる基準風速についてみると，その鉛直分布形状は一般に境界層の厚さやベキ指数，粗度長，零面変位等のパラメータで表され，荷重評価基準や指針において地表面の粗度区分ごとにそれらの値が与えられていることが多い。このとき，第2,3章で示したように，実際の市街地では地表面粗度形状が広範囲にわたって一様であることはめったになく，もし一様であったとしても，気流性状は吹送距離方向に変化する。また，第7章で示したように，市街地といっても住宅地やオフィス街等建物構成の異なる種々の地域が存在し，それに応じて粗度形状も異なる。したがって，ある粗度区分に対応する風速分布形状は実際にはかなりばらつき，パラメータの値も多くの観測結果から平均的な値として求められた経験値であって，おおざっぱな指標にすぎない。

本章では，これらパラメータの値の曖昧さを少なくし，定量的な評価ができるように，地表面上の粗度要素である建物の形状，とくに第7章で示したように地図等を用いて簡単に値を読み取れ，建物の密度を評価する指標として用いることができる地表面上の建物の密度によって，平均風速や乱れの強さの鉛直分布形状がどのように変化するかを数値シミュレーションによって調べた。計算は前章までに示した予測手法を用いて行い，その結果から平均風速や乱れの強さの鉛直分布形状の定量的な評価を行い，市街地における耐風設計用の値を提案する。

9.2 粗度形状

第7章でみたように、同じ市街地でも種々の建物構成が存在し、それぞれに粗度形状も異なる。ここでは、市街地における代表的な粗度形状として、以下のような3つのモデル市街地を想定し、第7章で得られた建物形状データを基に地表面粗度形状を仮想的に作り出す。

モデル市街地1：小松川のデータを基にした住宅を中心とする低層住宅街

モデル市街地2：福岡のデータを基にした低層だけでなく中層建物も混在する地域

モデル市街地3：日本橋のデータを基にした中層建物が中心となるオフィスビル街

このとき、モデル市街地における粗度形状は以下のようなルール（a～i）に従って作り出す。

- a) 建物形状の種類、構成は読み込んだデータとほぼ同じ割合とする。このとき、階高の高い建物および全読み込み数の1%以下のものについては影響が小さいとして除き、Fig.9.1に示すような建物構成とする。
- b) 建物の階数と周長および建築面積の関係は式（7.1）～（7.22）で表されるとする。
- c) 建物の断面形状は高さ方向に変化しない。
- d) 陸屋根の建物で1階建てのものは住宅とする。
- e) 2,3階の陸屋根の建物は住宅とオフィスビルが半数ずつあるとする。
- f) 陸屋根の建物で4階以上のものはオフィスビルとする。
- g) 勾配屋根（切妻、寄棟）の建物は住宅とする。
- h) 勾配屋根の屋根勾配は0.45とする。
- i) 建物の高さ $h(m)$ は以下のように決める。

勾配屋根（住宅）	：	$h = 0.5 + 2.75F + \text{屋根の高さ}$	$1 \leq F \leq 3$
陸屋根（住宅）	：	$h = 0.5 + 2.75F + 0.5$	$1 \leq F \leq 3$
陸屋根（オフィスビル）	：	$h = 0.5 + 3.50F$	$1 \leq F$

ここで、 F は階数、屋根の高さは建物の幅あるいは奥行き短いほうの長さ×屋根勾配として求める。

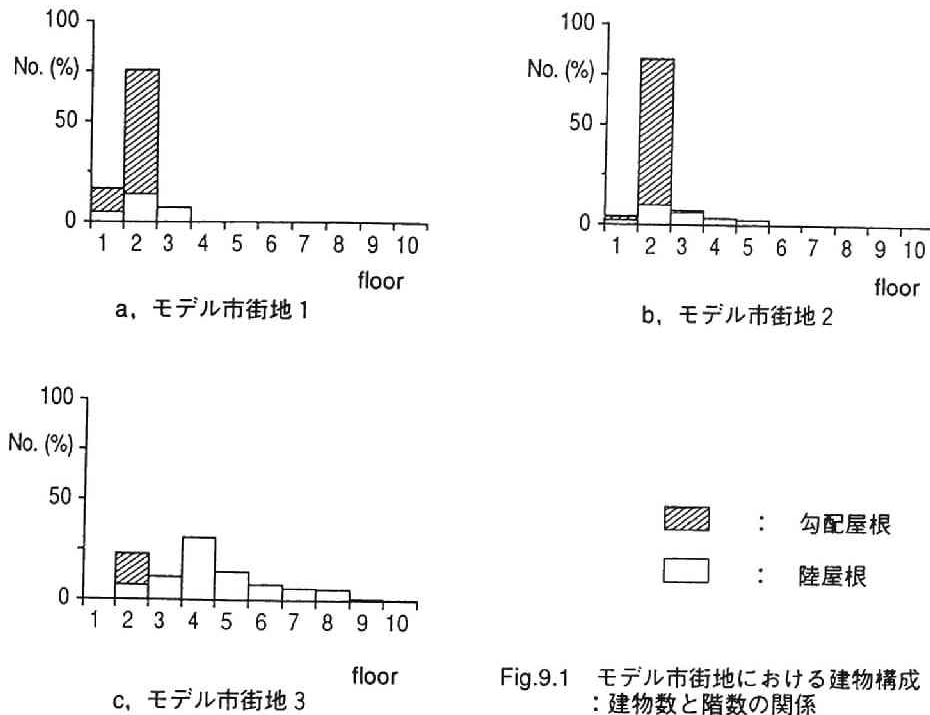


Fig.9.1 モデル市街地における建物構成
：建物数と階数の関係

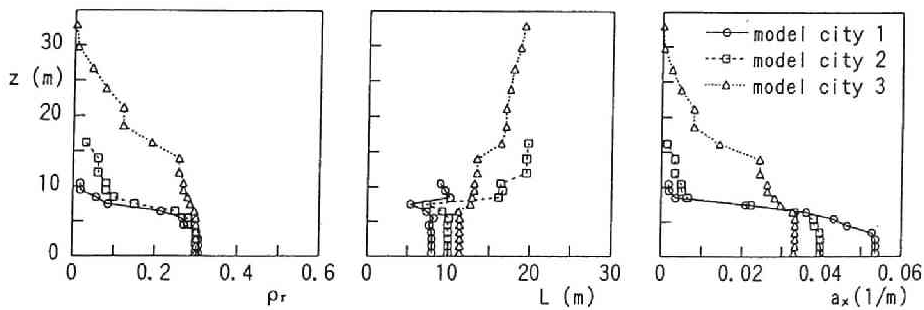


Fig.9.2 モデル市街地における形状パラメータの値 ($\rho_r(0)=0.3$ の場合)

以上のルールに基づいて、3種類のモデル市街地における粗度形状を作り出した。数値計算に必要な形状パラメータである建物密度（第7章では粗度体積密度と呼んでいるが、ここでは対象となる粗度要素が建物であり、単位体積あたりの建物体積を表すので以下では建物密度と呼ぶことにする） ρ_r 、建物の水平断面における平均周長の4分の1、 L および x 軸方向の粗度表面積密度 a_x の鉛直方向の分布

の1例をFig.9.2に示す。建物の最高高さはモデル市街地1の低層住宅街で約10m, 2の低中層建物が混在する地域で約15m, 3のオフィスビル街で約30mで、 ρ_r および a_x は高さとともに小さくなる。 L は高くなるほど大きくなり、高い建物ほど規模が大きく周長が長くなることを示している。

9.3 計算手法

計算には第5章に示したのと同様な計算手法を用いた。座標系は主流（吹送距離）方向に x 軸を、鉛直方向に z 軸をとり、計算領域は x 軸方向に約19kmで全体を4ブロックに分けた。 z 軸方向には最大約750mの大きさを持ち、高さは約110~750mまで吹送距離が長くなるにつれて段階的に高くなるようにとった。 x 軸方向のメッシュ分割は各ブロック内で等間隔にとり、吹送距離の増加にともない各ブロックごとに20~80mと段階的に増やしていった。 z 軸方向のメッシュ間隔は不等間隔で地面付近を細かくしてある。 x および z 軸方向の分割幅を半分にした詳細な計算をモデル市街地2の1ケース（ $\rho_r(0)=0.3$ の場合）について事前に行い、計算結果を比較した。それによると、両者の差は小さく、全体の流れのパターンもほぼ同じであった。これより使用したメッシュ分割が妥当であると判断した。もっとも風上側の流入境界条件としては、滑面上に乱流境界層を計算により発達させ、境界層厚が約60mになったときの値を用いた。以下、風下側の流入境界条件にはそれより風上側の計算結果を用いた。また、市街地は $x=100\text{m}$ から風下側に一様に広がっていると想定し、地表面粗度形状は x 軸方向に一定とした。上方および下流の境界は自由流出条件、上方境界における流れ方向の圧力勾配は零とした。計算に用いる各計算点での建物の形状パラメータ $G = 1 - \rho_r$ および a_x は9.2に示した方法で作りに出したものを使う。また、ラフネスパラメータ C_{fi}, C_{pe} の値は G の値から第8章に示した関係を使って求めた。

9.4 計算結果

粗度形状の違いによる気流性状の変化を知るため、3つのモデル市街地において地表面における建物密度 $\rho_r(0)$ を変化させ、 $\rho_r(0)=0.05, 0.1, 0.3, 0.5$ の4種類について気流性状のシミュレーションを行った。なお、計算は風向角 0° と 45° のラフネスパラメータの値について行った。これは第8章に示したように、建物に対する風向角が一定でない実際の市街地上空の気流性状は、風向角が 0° と 45° のラフネスパラメータの値を用いた計算結果の間にあると考えられるからである。

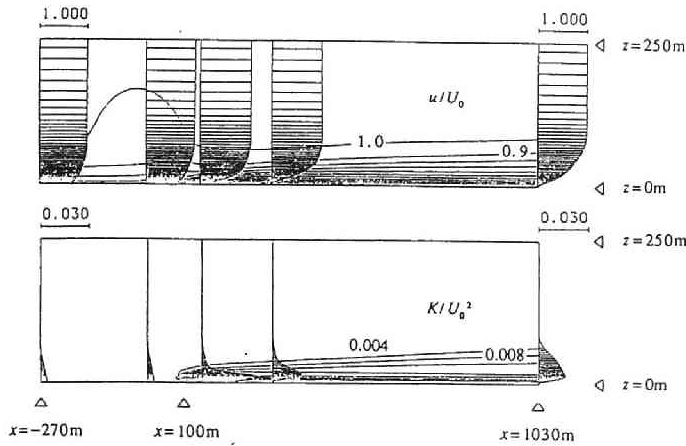


Fig.9.3 平均風速 u および乱れのエネルギー K の計算例 (モデル市街地 2 : $\rho_f(0)=0.3$)

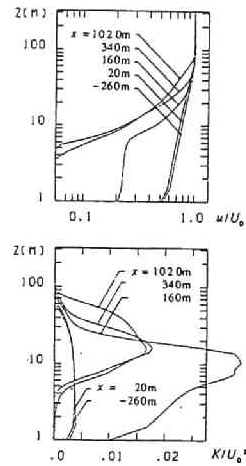


Fig.9.4 u および K の鉛直分布形状の吹送距離方向の変化 (モデル市街地 2 : $\rho_f(0)=0.3$)

Fig.9.3に平均風速 u ^{注1}および乱れのエネルギー K の計算例を、Fig.9.4に u および K の鉛直分布の吹送距離方向の変化を示す。図に示すように、地面付近の風速は粗度による摩擦によって吹送方向に減速し、境界層は厚くなって、鉛直方向の風速勾配は大きくなる。また、鉛直方向の風速勾配は地面付近、とくに建物の最高高さ以下でもっとも大きくなり、それより上空では高度が上がるにしたがって小さくなる。ただし、鉛直方向の風速勾配は吹送距離方向に一旦最大値をとった後、小さくなる。乱れのエネルギーもはじめは吹送距離方向に大きくなるが、一旦最大値をとった後、小さくなる。このとき、各位置における乱れのエネルギーは建物の最高高さ付近でもっとも大きくなり、乱れのエネルギーの大きな領域は吹送距離とともに上空に広がっていく。

これらの変化を、耐風設計用の基準風速を求める場合に重要となる境界層の厚さや平均風速、乱れの強さ、ベキ指数の吹送距離方向の変化として求め、それらの値が粗度形状の違いによってどのように変化するかを調べてみる。

9.4.1 境界層厚の変化

境界層厚の吹送距離方向の変化をFig.9.5に示す。図の縦軸には境界層厚 δ （ここでは、平均風速が境界層上部の自由流速 U_0 の99%に達する高さとして定義する）を、横軸には吹送距離 x を、ともに対数目盛りでとってある。なお、市街地は $x=0.1\text{km}$ から始まっている。計算は風向角 0° と 45° のラフネスパラメータの値

注1 通常平均風速というとき時間平均値をさすが、ここでは耐風設計用の値を考えているので、ある程度の空間平均値として扱ってもよい。したがって時空間平均値である計算結果をそのまま用いる。なお、乱れのエネルギーについても同様である。

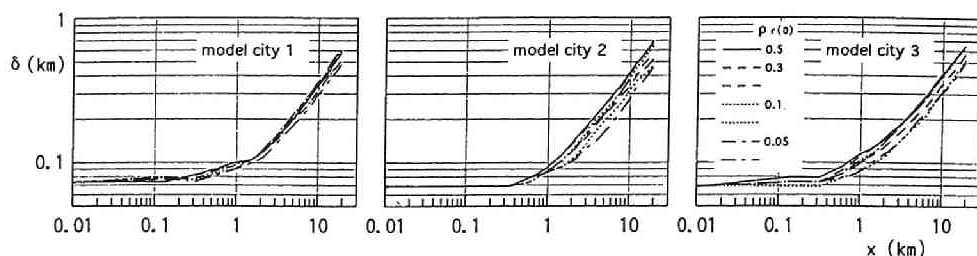


Fig.9.5 境界層厚の変化

について行っているのので、各モデル市街地において地表面における建物密度 $\rho_r(0)$ それぞれについて風向角 0° と 45° の2つの計算結果があり、その両方を示してある。このとき第8章で示したように、建物に対する風向角が一定でない実際の市街地における値は風向角 0° と 45° の計算結果の間にあると考えられる。ただし、風向角 0° に対するラフネスパラメータの値は建物密度が0.33より大きいときには求められないので、 $\rho_r(0)=0.5$ についての計算は行っていない。したがって、 $\rho_r(0)=0.5$ についての計算結果は風向角 45° についてのみ示し、そのときのラフネスパラメータの値は第8章の結果より $\rho_r(0)=0.45$ 以下の値を用いて外挿した。なお、平均風速、乱れの強さ、べき指数の吹送距離方向の変化についても同様である。

図より、境界層厚は建物構成によらず0.3km付近から増えはじめ、約1.5~2km以上ではグラフ上ではほぼ直線近似できるようになる。モデル市街地1, 2, 3ともにほぼ同様な変化をし、地表面における建物密度 $\rho_r(0)$ が大きくなるほど境界層も厚くなる。 $\rho_r(0)$ によるばらつきは低層建物と中層建物が混在しているモデル市街地2がもっとも大きく、以下、中高層建物が中心のモデル市街地3、低層建物が中心のモデル市街地1の順に小さくなる。

9.4.2 気流性状の変化

計算結果より平均風速 u 、乱れの強さ $I (= \sqrt{u'^2}/u)$ 、べき指数 α を求め、粗度形状の違いによる変化を調べる。計算結果をまとめるにあたり、平均風速については流入境界における高さ $z=10\text{m}$ の値を基準風速 U_r とし、 U_r に対する平均風速の割合 u/U_r として求めた。乱れの強は計算で求められた乱れのエネルギーをもとに、文献1)から $u'^2:v'^2:w'^2=16:9:4$ として $I = \sqrt{u'^2}/u$ の値を求めた。べき指数 α に関しては、平均風速 u の鉛直方向の勾配が高さによって変化するので、鉛直分布形状をグラフにプロットしたときの各高度における接線の勾配として求めた。各モデル市街地における計算結果をFig.9.6,7に示す。

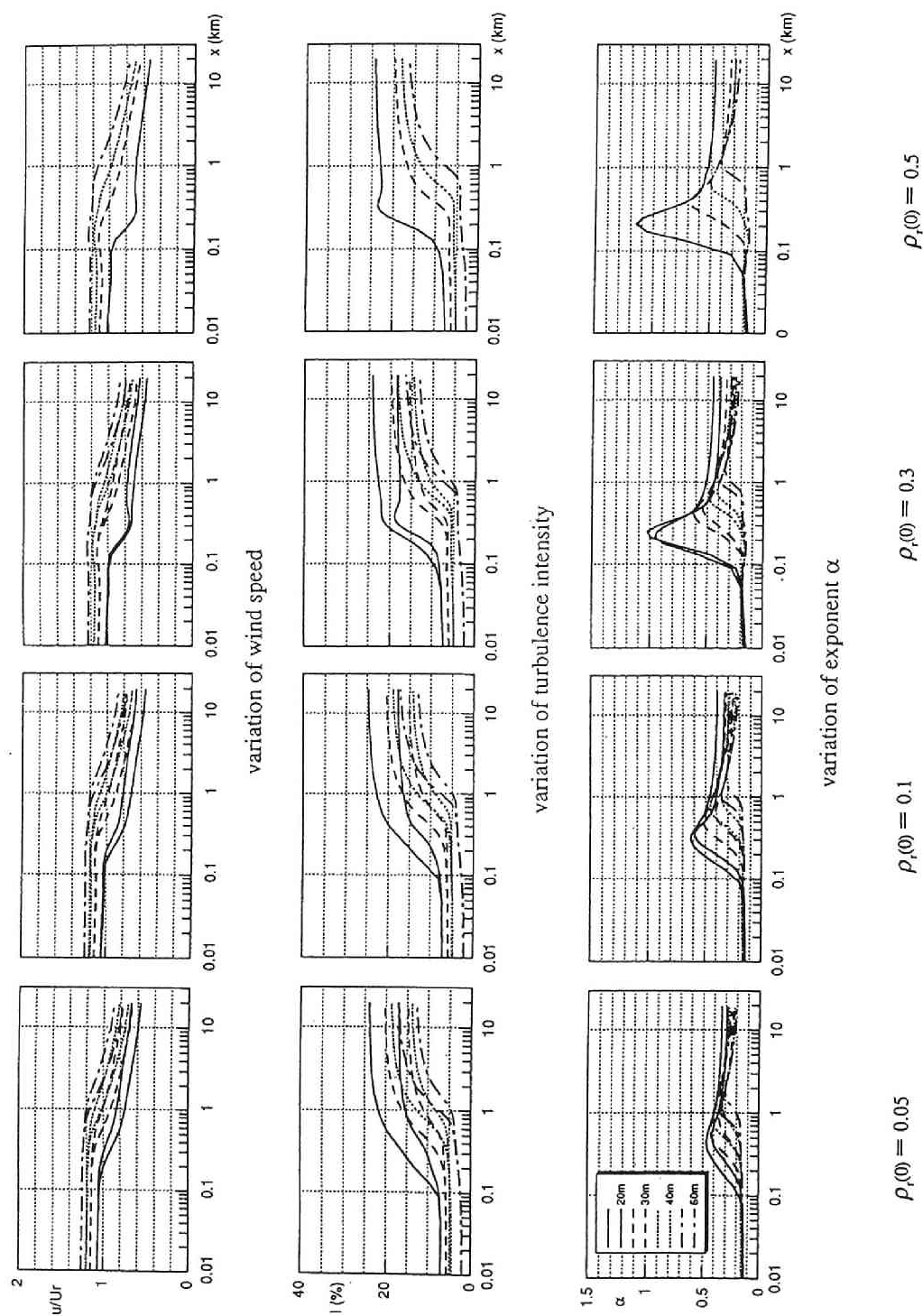
(1) 高さによる変化

各モデル市街地において地表面における建物密度 $\rho_{r(0)}$ の値別に気流性状の変化する様子を Fig.9.6 に示す。図より各高度での平均風速はある吹送距離に達すると大きく変化し始め、鉛直方向の u/U_r の比も上流の値と異なり始める。同様なことが乱れの強さ、べき指数の吹送距離方向の変化にもいえるが、これは市街地上の乱流境界層が流入気流に対して内部境界層として発達し、気流性状の変化が始まる位置までその影響が及んできたことを示している。この位置は高さによって異なり、高度が上がるにしたがって風下側に移動する。

一般に平均風速は吹送距離方向に減少するが、大きく減少し始めるまえに一旦わずかに増加する。この増加量は建物構成や密度によって変わるが、高度が高いほど、 $\rho_{r(0)}$ が大きいほど、また、モデル市街地 2, 3 のように高い建物の割合が増加するほど大きくなる傾向がある。さらに、モデル市街地 1, 3 では低いところで風速が一旦回復するのがみられ、この回復量も $\rho_{r(0)}$ が大きいほど大きい。乱れの強さおよびべき指数も平均風速が大きく減少し始める位置で増加し始める。このとき、乱れの強さは始めのうち急激に増加するが吹送距離とともに増加量は小さくなっていく。モデル市街地 1, 3 では低い高度で極大値をとるのがみられ、風速の低い高度での回復に対応している。べき指数は吹送距離方向に一旦増加し、最大値をとった後、減少する。この最大値をとる位置は、平均風速および乱れの強さの変化が大きいところに対応している。以後、平均風速、乱れの強さ、べき指数の変化は吹送距離とともに小さくなり、鉛直方向の変化も小さくなって、乱流境界層は平衡状態に近づいていく。

(2) 地表面における建物密度による変化

次に地表面における建物密度 $\rho_{r(0)}$ による違いを高さ別にみえる。前述のように平均風速、乱れの強さおよびべき指数の値は高さによって異なるが、第 8 章によると、平均風速の鉛直分布形状に関しては最高建物高さの約 2~3 倍以上で観測値とほぼ一致することがわかっている。計算に用いた建物の最高高さはモデル市街地 1 で約 10m, 2 で約 15m, 3 で約 30m なので、それぞれ 20m 以上, 30m 以上, 40m 以上で比較を行う。Fig.9.7 より各高度で建物密度の増加とともに平均風速の減少量、乱れの強さの増加量、べき指数の増加量は大きくなることがわかる。ただし、吹送距離が大きくなると建物密度の違いによる変化の差は小さくなっていく。また、建物密度の違いによる平均風速、乱れの強さおよびべき指数の値自体の差も吹送距離が大きくなる、あるいは、高度が高くなるにしたがって小さくなっていく。さらに、各高度における建物密度の違いによる差は、低中層建物が混在しているモデル市街地 2 でもっとも大きく、以下、中高層建物が中心のモデル市街地 3、低層建物が中心のモデル市街地 1 の順に小さくなる。

Fig.9.6 a 各建物密度における高さによる $u/U_r, I, \alpha$ の変化：モデル市街地 1

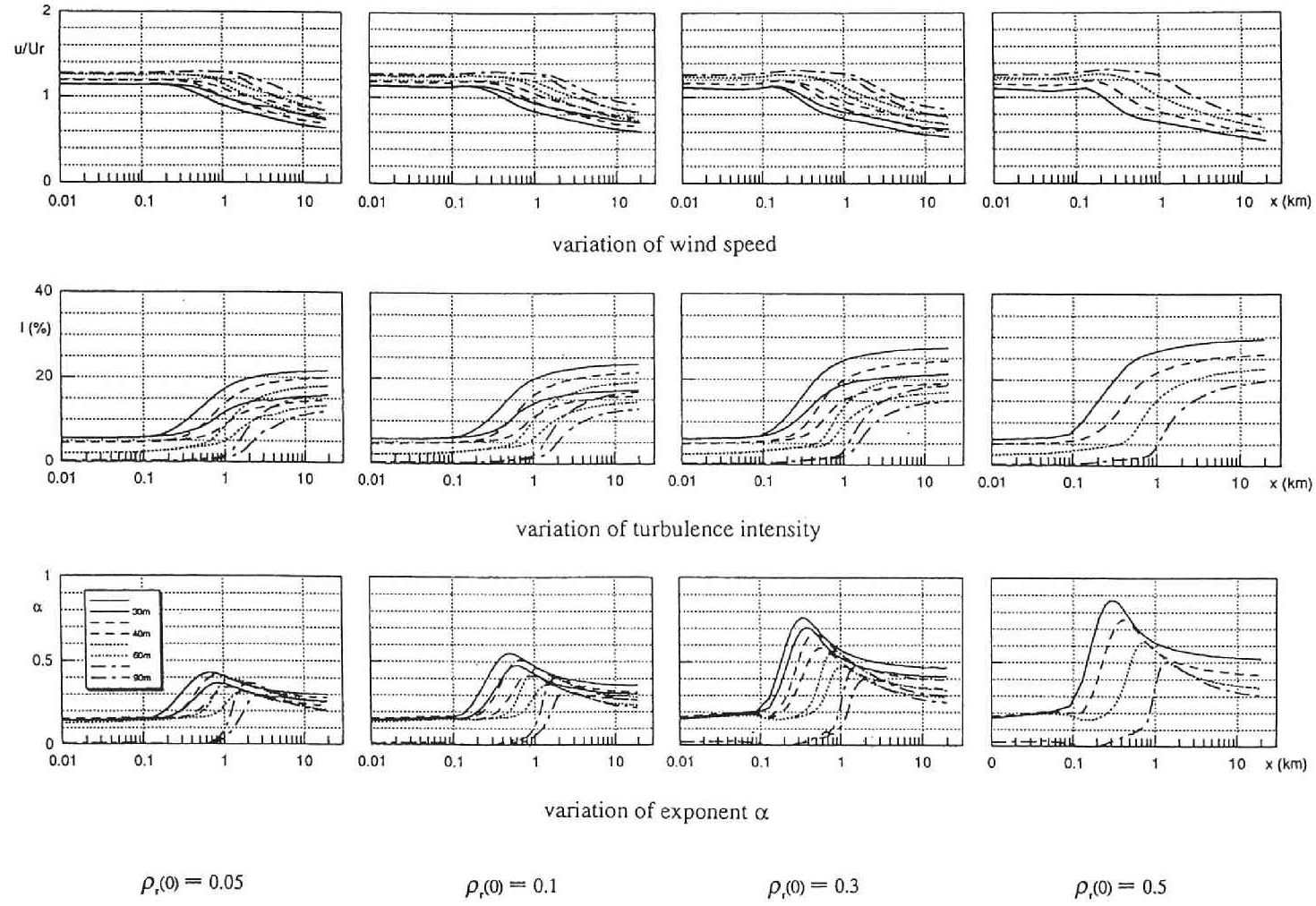
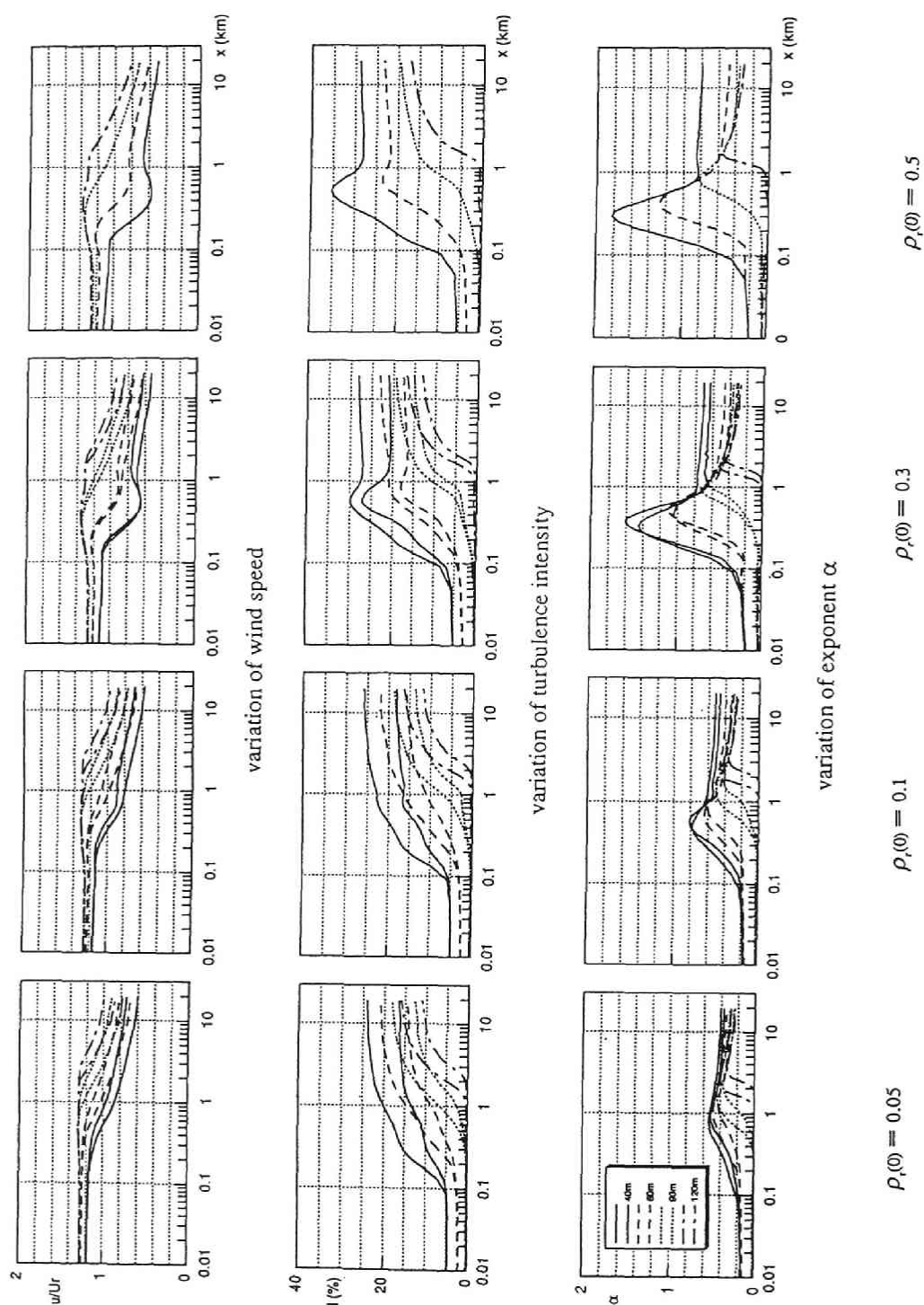
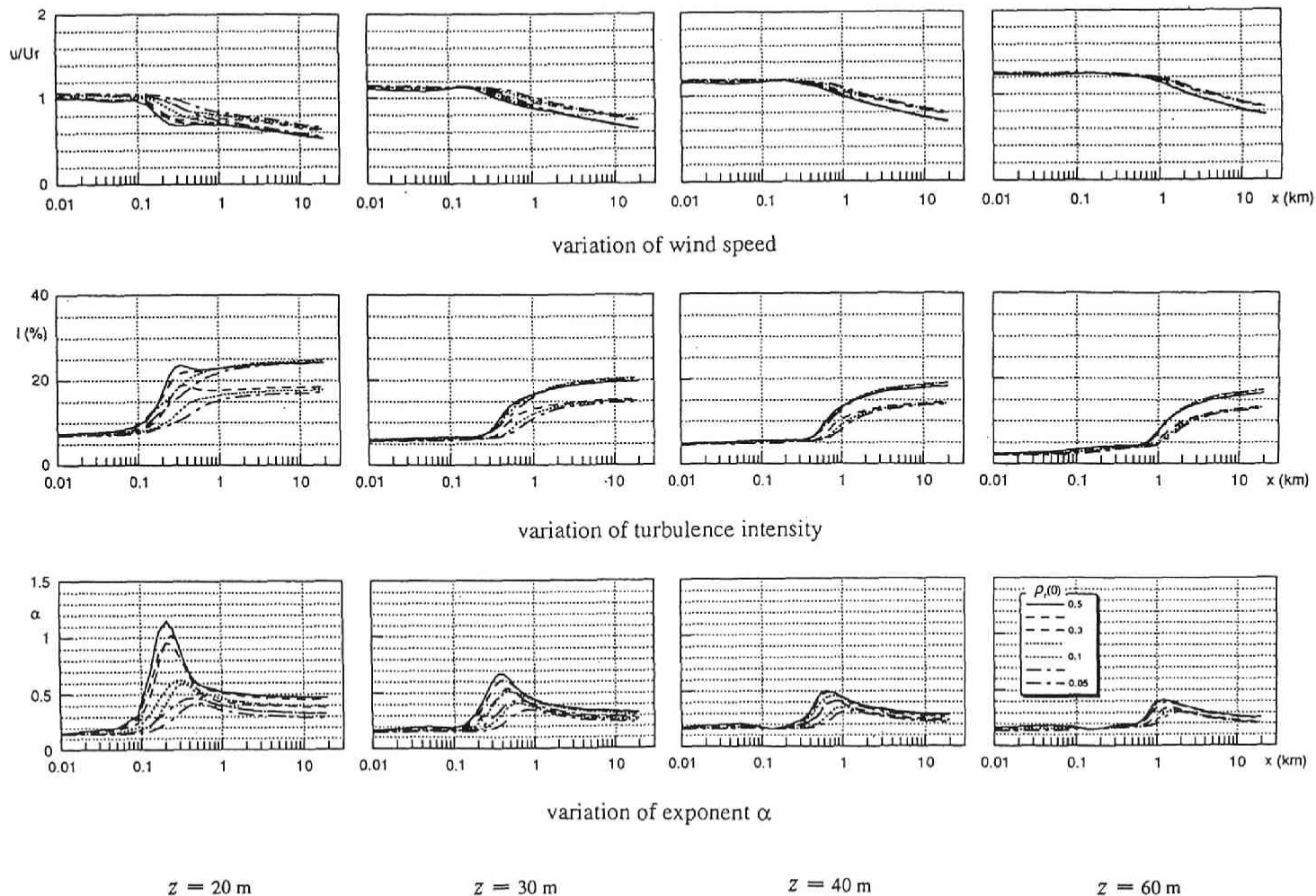
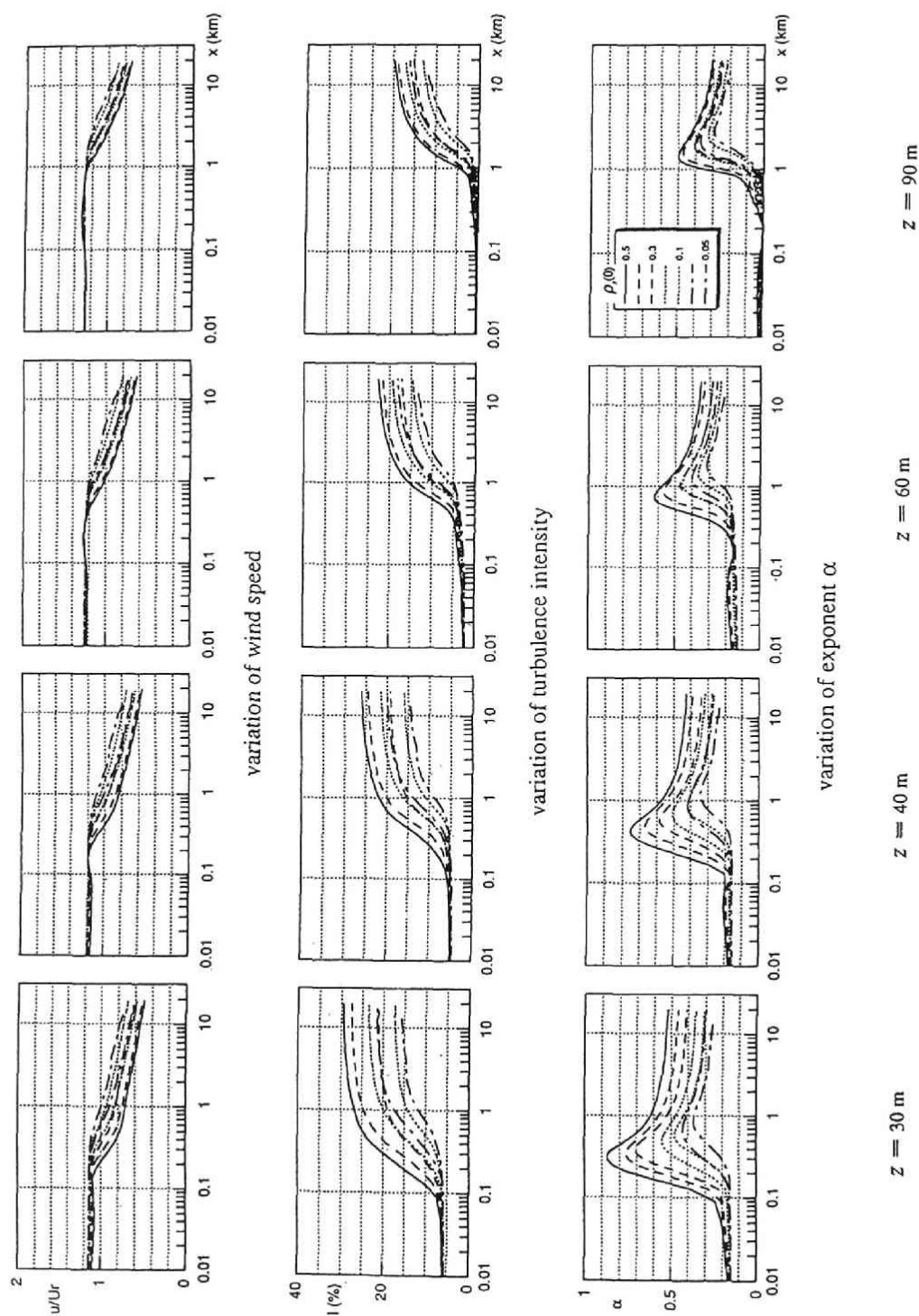
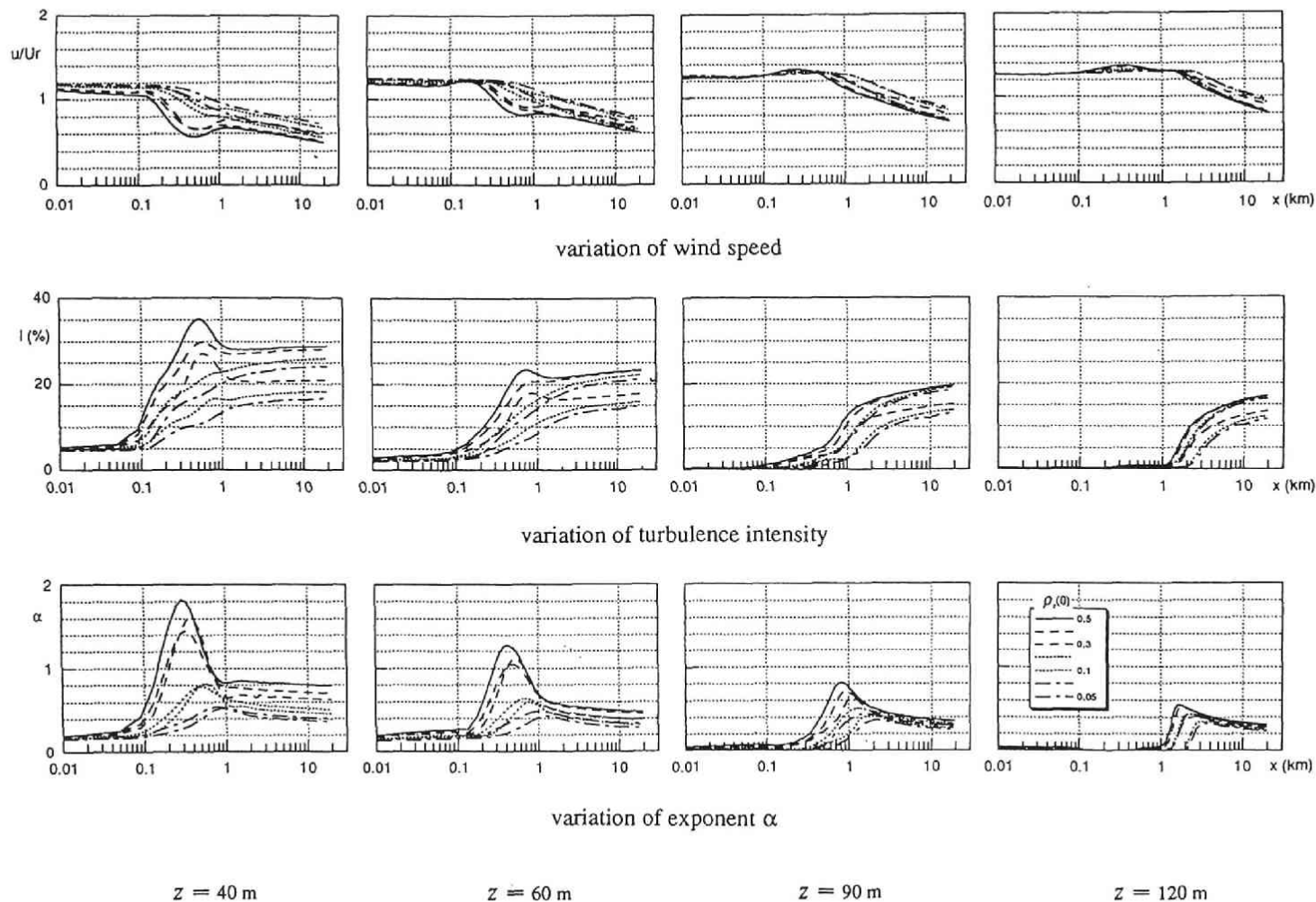


Fig.9.6 b 各建物密度における高さによる $u/U_r, I, \alpha$ の変化：モデル市街地 2

Fig.9.6 c 各建物密度における高さによる $u/U_r, I, \alpha$ の変化：モデル市街地 3



Fig.9.7 b 各高さにおける建物密度による $u/U_r, I, \alpha$ の変化: モデル市街地 2



9.5 考察

前節の計算結果を参考にして、耐風設計上もっとも基本となる平均風速の鉛直分布形状について考察する。

平均風速の鉛直分布形状をべき指数の値としてみると、その変化は吹送距離とともに小さくなり、鉛直方向の変化も小さくなる。Fig.9.6,7をみると、建物構成や密度によらず、吹送距離が10kmを越えるとき、べき指数の変化はかなり小さくなる。日本の市街地において吹送距離が10km

を越える場合はかなり多いので、この範囲の結果を用いて評価しても実用上適用範囲は広いと考えられる。一例として、モデル市街地2, $p_{r(0)}=0.3, x=19.2\text{km}$ の場合についてFig.9.8に平均風速の鉛直分布を示す。この位置で乱流境界層はかなり発達し約700mに達している。図に示すように平均風速の鉛直方向の変化も上空では小さくなり、建物の最高高さ h_{\max} の3倍以上ではグラフの傾きもほとんど一定となり、べき指数もほぼ一定値をとるようになる。また、第8章に示したように、観測値との比較においても計算結果は h_{\max} の2~3倍以上ではほぼ一致し、それより下では気流性状が地表面上の局所的な粗度形状に左右されて不均一になり、通常計算値のほうが観測値よりも小さくなる。したがって、耐風設計用の風速分布は地面付近の影響が及ばなくなる高度、すなわち、建物の最高高さの3倍以上での鉛直分布形状をもって求めるのが妥当だと考えられる。

以上の考察をもとに、吹送距離 $x=10.0\text{km}$ および 19.2km におけるべき指数の値を $z=4h_{\max}$ において求め、建物構成（住宅を中心とする低層住宅街：モデル市街地1，低層から中層建物が混在する地域：モデル市街地2，中層建物が中心となるオフィスビル街：モデル市街地3）および地表面における建物密度 $p_{r(0)}$ の違いによる変化をTable9.1にまとめた。また、Table9.2には対応する乱れの強さについても示してある。表中、矢印は風向角 0° と 45° の計算結果の範囲を示し、実際の市街地における値はその間にあることを表わす。また、 $p_{r(0)}=0.5$ についての計算は風向角 45° の結果しかないので、矢印は片方しか示していない。Table9.1,2より、べき指数の値は0.2から0.35の範囲で、乱れの強さの値は10%から23%の範囲で変化する。吹送距離が短い（ $x=10.0\text{km}$ ）場合の方がべき指数および乱れの強さの値は僅に大きい。差はあまりない。同じ建物構成の場合場合には、

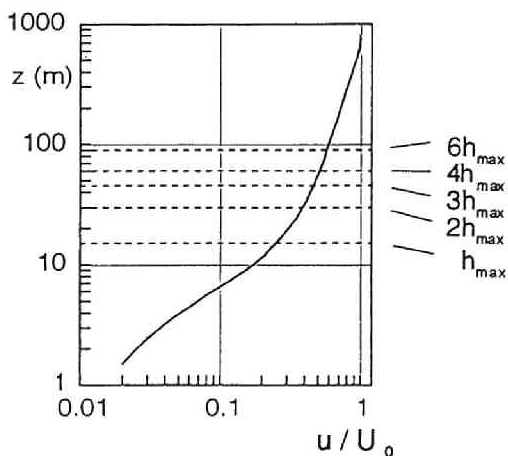


Fig.9.8 平均風速の鉛直分布
(モデル市街地2, $p_{r(0)}=0.3, x=19.2\text{km}$)

Table9.1 建物構成および地表面における建物密度の違いによるべき指数の変化

$1/n$ α	$1/5$ 0.2	$1/4$	0.3	$1/3$
model city 1 $z = 4h_{\max} = 40\text{m}$ $\rho_{\text{H}(0)} = 0.5 \rightarrow$				
model city 2 $z = 4h_{\max} = 60\text{m}$ $\rho_{\text{H}(0)} = 0.5 \rightarrow$				
model city 3 $z = 4h_{\max} = 120\text{m}$ $\rho_{\text{H}(0)} = 0.5 \rightarrow$				
$x = 10.0\text{km}$				
model city 1 $z = 4h_{\max} = 40\text{m}$ $\rho_{\text{H}(0)} = 0.5 \rightarrow$				
model city 2 $z = 4h_{\max} = 60\text{m}$ $\rho_{\text{H}(0)} = 0.5 \rightarrow$				
model city 3 $z = 4h_{\max} = 120\text{m}$ $\rho_{\text{H}(0)} = 0.5 \rightarrow$				
$x = 19.2\text{km}$				

Table9.2 建物構成および地表面における建物密度の違いによる乱れの強さの変化

I (%)	10	20
model city 1 $z = 4h_{\max} = 40\text{m}$ $\rho_{\text{H}(0)} = 0.5 \rightarrow$		
model city 2 $z = 4h_{\max} = 60\text{m}$ $\rho_{\text{H}(0)} = 0.5 \rightarrow$		
model city 3 $z = 4h_{\max} = 120\text{m}$ $\rho_{\text{H}(0)} = 0.5 \rightarrow$		
$x = 10.0\text{km}$		
model city 1 $z = 4h_{\max} = 40\text{m}$ $\rho_{\text{H}(0)} = 0.5 \rightarrow$		
model city 2 $z = 4h_{\max} = 60\text{m}$ $\rho_{\text{H}(0)} = 0.5 \rightarrow$		
model city 3 $z = 4h_{\max} = 120\text{m}$ $\rho_{\text{H}(0)} = 0.5 \rightarrow$		
$x = 19.2\text{km}$		

地表面における建物密度が大きくなるほどべき指数および乱れの強さの値は大きくなる。また、建物密度の違いによる変化は低層から中層建物が混在する市街地（モデル市街地2）においてもっとも大きく、以下、中層建物が中心となるオフィスビル街（モデル市街地3）、住宅を中心とする低層住宅街（モデル市街地1）の順に小さくなる。

9.6 まとめ

本章では、市街地上空の気流性状が地表面上の粗度要素である建物形状、とくに建物の密度によってどのように変化するかを知るために、強風中立時の数値シミュレーションを行った。第7章で読み込んだ建物構成が異なる3ヶ所の実在する市街地のデータをもとに、住宅を中心とする低層住宅街、低層から中層建物が混在する地域および中層建物を中心となるオフィスビル街という3つのモデル市街地における地表面粗度形状を仮想的に作り出して計算に用いた。計算は各モデル市街地に対して地表面における建物密度を変えて行い、建物密度の違いによって気流性状がどのように変化するかを調べた。計算結果より境界層の厚さや平均風速、乱れの強さおよびべき指数の吹送距離方向の変化を定量的に求めた。以下に結果をまとめる。

- 1) 境界層厚は吹送距離方向に増加し、約1.5~2kmより風下では境界層厚と吹送距離の関係を両対数で示したグラフ上ではほぼ直線近似できるようになる。このとき、地表面における建物密度が大きくなるほど境界層は厚くなる。また、建物密度によるばらつきは低層建物と中層建物が混在している市街地がもっとも大きく、以下、中層建物が中心の市街地、低層建物が中心の市街地の順に小さくなる。
- 2) 平均風速は吹送距離方向に減少する。各高度における平均風速は高さが低いほど、地表面における建物密度が大きいほど、建物の高さが高いほど小さくなる。さらに、建物密度の違いによる平均風速のばらつきは、低中層建物が混在している市街地でもっとも大きく、以下、中層建物が中心の市街地、低層建物が中心の市街地の順に小さくなる。また、平均風速の減少の割合は吹送距離とともに小さくなり、鉛直方向の変化も小さくなる。
- 3) 乱れの強さは吹送距離方向に増加する。各高度における乱れの強さは高さが低いほど、地表面における建物密度が大きいほど、建物の高さが高いほど大きくなる。乱れの強さの増加量は建物密度の増加とともに大きくなるが、吹送距離が大きくなると建物密度の違いによる差は小さくなる。さらに、各高度における建物密度の違いによる差は、低中層建物が混在している市街地でもっとも大きく、以下、中層建物が中心の市街地、低層建物が中心の市街地の順に小さくなる。また、増加の割合は吹送距離が短いときに大きい、吹送距離とともに小さくなる。
- 4) べき指数は吹送距離方向に一旦増加し、最大値をとった後、減少する。この最大値をとる位置は、平均風速および乱れの強さの変化が大きいところに対応している。各高度におけるべき指数の値は高さが低いほど、地表面における建物密度が大きいほど、建物の高さが高いほど大きくなる。べき指数

の増加量は、建物密度の増加とともに大きくなるが、吹送距離が大きくなると建物密度の違いによる差は小さくなる。さらに、建物密度の違いによる差は、低中層建物が混在している市街地でもっとも大きく、以下、中層建物が中心の市街地、低層建物が中心の市街地の順に小さくなる。

計算結果より、べき指数や乱れの強さの吹送距離方向の変化は、10 km を超えると小さくなり、工学的にみてほぼ平衡状態になったとみなせる。また、地表面付近での建物の影響を避けるために、建物の最高高さの約4倍におけるべき指数および乱れの強さを耐風設計用の値として求めた。その結果、

- 5) べき指数および乱れの強さの値は建物構成、建物密度および吹送距離によってそれぞれ0.2から0.35、10%から23%の範囲で変化する。吹送距離が短い場合の方が値は僅に大きい。10.0kmから19.2kmの範囲ではあまり差がない。同じ建物構成の場合には、地表面における建物密度が大きくなるほどべき指数および乱れの強さの値は大きくなる。また、建物密度の違いによる変化は、低中層建物が混在する市街地においてもっとも大きく、以下、中層建物が中心の市街地、低層建物が中心の市街地の順に小さくなることがわかった。

参考文献

- 1) Counihan, J. : Adiabatic atmospheric boundary layers : A review and analysis of data from the period 1880-1972, Atmospheric Environment Vol.9, 1975, pp.871-905.

総 括

本研究では、耐風設計に際して必要となる市街地上空における強風中立時の気流性状の予測を目的として、粗面上に発達する乱流境界層の数値計算手法を開発し、地表面の粗度形状によって風速や乱れの強さの鉛直分布がどのように変化するかを調べ、耐風設計用の値を提案した。以下にその成果をまとめる。

本研究の成果

第2章では、市街地のように複雑な形状をもつ粗面上の気流性状を知るため、実験や観測結果を基に検討した。その結果、乱流境界層はその気流性状について市街地キャノピー、対数領域、後流領域という特徴の異なる3つの層に分けられることがわかった。このうち、耐風設計上もっとも重要になってくる対数領域の気流性状に対して、風速、圧力勾配、風上側の粗度形状が及ぼす影響を取り上げ、実験結果を中心に検討を加えた。その結果、気流性状に及ぼす影響は風上側の粗度形状がもっとも大きく、粗度形状と気流性状の関係を知らることが重要であることがわかった。

第3章では、前章の結果を受けて、粗度形状の違いによる影響を知るため、種々のラフネスを用いた風洞実験結果を中心に、一様な粗度形状をもつ粗面について粗度形状と気流性状の関係を調べ、流入気流性状の影響や境界層の発達の様子等、各ラフネスの上に発達する乱流境界層内の気流性状の性質を明らかにした。

第4章では、粗面上に発達する乱流境界層を考える際に、もっとも重要となる地面付近の気流性状について調べた。とくに粗度高さ以下の層、すなわち、キャノピー内の平均風速分布について、千鳥状に配置した立方体および直方体粗度ブロックを用いた実験結果を中心に考察を加えた。このとき、キャノピー内の風速分布を測定する際の問題点を検討し、X型熱線風速計による測定値を有効に利用するための平均操作を考え、それによって求めた値を用いてキャノピー内の時空間平均風速の鉛直分布を評価した。また、簡単な乱流モデルを用いてキャノピー内の時空間平均風速の鉛直分布を計算し、モデル化によって現われるラフネスパラメータと粗度形状の関係を求めた。さらに、これらの結果から数値計算によって粗面上に発達する乱流境界層内の気流性状を求める際の問題点を明らかにした。

第5章では、粗面上に発達する乱流境界層の数値計算手法を示した。新たに提案した手法は実験データとの比較によって、乱流モデル、計算方法、解析領域、メッシュ分割、境界条件等について検討され、立方体粗度ブロックを用いた粗面に対し、その有効性が確かめられた。また、いくつかの計算例を用いて、乱流境界層内の平均風速の鉛直分布について考察した。

第6章では、気流性状に大きな影響を及ぼす床面境界における剪断力の大きさを、地面境界における剪断応力によって評価した。地面境界における剪断応力は面積平均値として扱い、その値を求めるためにフロートを用いた地表面抗力の直接測定を行った。測定結果は他の4つの異なる方法による測定結果と比較を行い、直接測定の有効性を確かめた。さらに、この方法を立方体粗度ブロックを用いた粗面に適用し、粗度要素の配列形状の違いによる抗力の変化を求めた。この結果から、立方体粗度ブロックを用いて乱流境界層をもっとも効率よく発達させるには、任意配列または風向角 45° の千鳥状配列を用いるのが有効であることがわかった。また、低層住宅を中心とした市街地モデルに加わる抗力の測定も行い、立方体粗度ブロックによる結果との比較を行った。その結果、各種形状パラメータが今回用いたモデルと同様な範囲内にある市街地では、千鳥状配列立方体粗度ブロックとほぼ同様な変化を示すことがわかった。したがって、実際の市街地上空における気流性状の予測の際に、千鳥状配列立方体粗度ブロックによる実験結果の応用が期待できると考えられる。

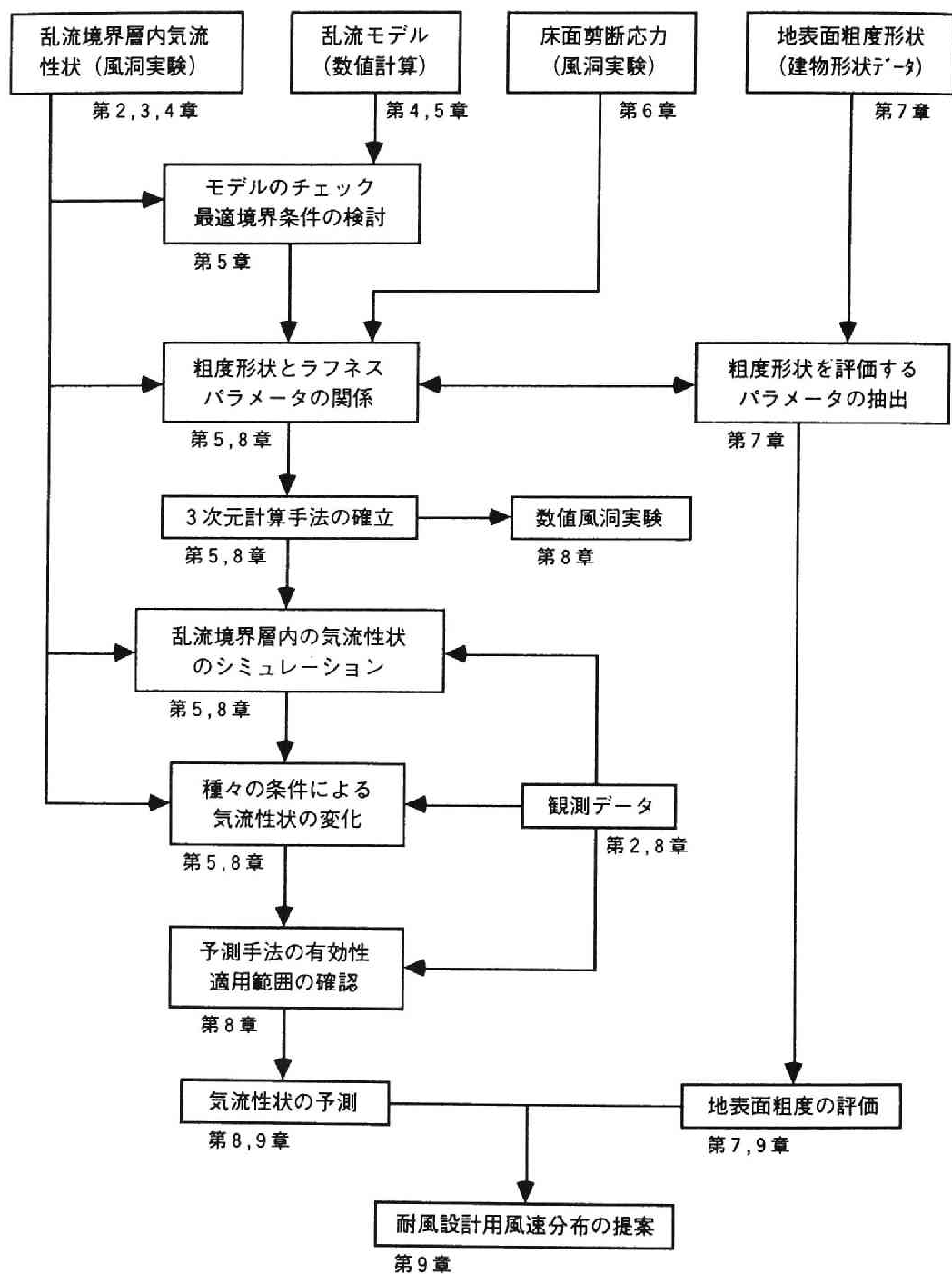
第7章では、市街地における粗度形状の評価を行うために、特徴的な建物構成をもった市街地を3ヶ所取り上げ、建物形状を地図や航空写真から読み込み、実際の市街地における建物形状について、階数と建物数、階数と建物の水平断面における周長、階数と建築面積の関係を定量的に求めた。また、市街地のように複雑な形状をもつ粗面では、どのようなパラメータを用いて粗度形状が評価できるかを検討し、読み込んだ建物の形状データを用いて各形状パラメータの値を計算し、地表面における粗度の体積密度を中心に、他の代表的な形状パ

ラメータとの関係を調べた。求められた形状パラメータの値は過去に他の場所に対して得られた値をカバーしていた。また、前章で用いた低層建物中心の市街地模型についても代表的な形状パラメータの値を調べ、模型のもつ粗度形状が実際の市街地の値をほぼカバーしていることを確かめた。

第8章では、第5章で示した数値計算手法を用いて乱流境界層の計算を行った。その際、立方体粗度ブロックを用いた粗面について、種々の粗度形状に対する抵抗係数および長さスケール（本研究ではこれらをラフネスパラメータと呼ぶ）を用いて粗度評価を行い、実験結果と計算結果の比較によってそれらの値を最適化し、粗度形状との関係を求めた。次に、市街地上空における気流性状の3次元的な計算を行うために、第5章で示した数値計算手法を3次元に拡張し、風洞内の気流性状について計算を行った。計算結果は、実験結果および2次元の計算結果と比較して、3次元計算手法の妥当性を確かめた。最後に、第7章で読み込んだ実際の市街地の建物形状を用いて計算を行い、市街地上空の気流性状の予測を行った。計算結果は自然風中で測定された観測値と比較し、本研究で開発した予測手法の有効性および適用範囲の検証を行った。その結果、計算値は付近の建物の最高高さの約2～3倍以上で、位置によらず実際に測定された時間平均風速の鉛直分布とほぼ一致することがわかった。また、それより地面に近い部分では、位置により計算結果は観測値と異なり、観測値は計算結果よりも大きな値をとる場合が多いことがわかった。応用例として、本予測手法により求めた計算結果および観測結果を用いて、耐風設計用風速の鉛直分布形状の予測例を示した。最後に、現行の風荷重指針の問題点を検討した。

第9章では、市街地上空の気流性状が地表面上の粗度要素である建物形状、とくに建物の密度によってどのように変化するかを知るために、前章までの結果を用いて強風中立時の計算を行った。第7章で読み込んだ建物構成が異なる3ヶ所の実在する市街地のデータを基に、住宅を中心とする低層住宅街、低層から中層建物が混在する地域および中層建物が中心となるオフィスビル街という3つのモデル市街地における地表面粗度形状を仮想的に作り出し、計算に用いた。計算は各モデル市街地に対して地表面における建物密度を変えて行い、建物密度の違いによって気流性状がどのように変化するかを調べた。計算結果より境界層の厚さや平均風速、乱れの強さおよびべき指数の吹送距離方向の変化を定量的に求めた。これらの結果をふまえ、平均風速の鉛直分布形状をべき指数の値として評価し、実用上の適用範囲が広いように、乱流境界層が十分発達した場合を想定し、吹送距離が10kmを超える市街地における最高建物の約4倍の高さにおけるべき指数および乱れの強さを耐風設計用の値として求めた。

参考のため、以上の概要をフローチャートにまとめ、次項に示す。



本研究のフロー

今後の課題

本研究で示した予測手法は、市街地上空における耐風設計用の気流性状を求めるために開発したものである。この手法を用いて計算した結果は、風速変動の時刻歴や建物付近の流れの3次元的な構造を再現するのではなく、強風中立状態の時空間平均値を表わしているため、各計算点において付近の建物高さの約2～3倍以下で、位置により時間平均値と異なることが多い。とくに自然風中で風速を測定する際には、建物からある程度離れた風通しの良い位置で測定することが多いので、時間平均である観測値は計算結果よりも大きな値をとる。したがって、もし地面付近における詳細な気流性状を知りたいければ、その部分について建物形状を計算領域に再現し、3次元計算を行なう必要がある。その際、用いる乱流モデルは本研究で用いたような時空間平均により導いたものではなく、時間平均のみによって導いた通常の $k-\epsilon$ 2方程式乱流モデルや、レイノルズ応力方程式モデル等が定常流れ場の解析に適している。このとき、流入、側方および上方境界条件として本予測手法を用いて求めた値を用いることができよう。また、非定常流れ場の解析を行なうのであればLES、さらに、乱流構造を詳しく見たければ、乱流のモデル化による誤差を回避できる直接法による計算が挙げられる。ただし、これらの解析に本予測手法の結果を応用するには、何らかの統計的な手法を用いて時系列データに変換する必要がある、今後の課題である。

一方、実測や実験に代わるものとして、大きな期待が寄せられている数値実験への応用としては、本研究で示した計算手法を用いて実験対象の風上側に種々の乱流境界層を作り出し、流入気流性状の違いによる変化等を検討することができる。また、風洞実験や詳細な数値実験に先立つ予備的な気流性状把握の道具としての利用方法も考えられる。さらに、コリオリ力や熱の影響、水分やガス等の輸送を含む計算ができるように改良すれば、風の生成原因から生じる気流性状の違いや、都市気候等の予測にも応用することができるであろう。

最後に、これら予測手法の開発の成否は、その妥当性を検討し、計算手法のチューニングを行うためのデータをいかに多く蓄積できるにかかっている。風洞実験や自然風中での観測、および、より正確な測定手法の開発が急務であり、とくに市街地における詳細な観測結果を数多く蓄積することが望まれる。

発表論文

主要論文

第2章 複雑な形状をもつ粗面上の気流性状

- 2-1) 丸山 敬：風洞内気流性状に及ぼす床面粗度の影響に関する研究, 京都大学修士論文, 1984.3.
- 2-2) 石崎澁雄・桂順 治・谷池義人・丸山 敬：風洞床面の粗度の変化による気流の性状について, 京都大学防災研究所年報, 第27号 B-1, 1984.4, pp.249-260.
- 2-3) 石崎澁雄・桂順 治・谷池義人・丸山 敬：地表面粗度の違いによる境界層気流性状の変化に関する風洞実験, 第8回風工学シンポジウム, 1984.12, pp.91-98.
- 2-4) 石崎澁雄・桂順 治・谷池義人・丸山 敬：風洞床面の粗度の変化による気流の性状について（その2）, 京都大学防災研究所年報, 第28号 B-1, 1985.4, pp.337-343.
- 2-5) 丸山 敬・谷池義人：市街地模型上に発達する乱流境界層について（静圧勾配が平均風速の鉛直分布形状に与える影響）, 日本建築学会大会（北海道）学術講演梗概集 B 構造 I, 1986.8, pp.121-122.
- 2-6) Maruyama, T. and H.Ishizaki : A wind tunnel test on the boundary layer characteristics above an urban area, Proc. 7th Int. Conf. on Wind Engineering, 6-10 July 1987, Aachen, F.R.G. Vol.1, pp.223-232.

第3章 粗度形状の違いによる気流性状の変化

- 3-1) 丸山 敬：風洞内気流性状に及ぼす床面粗度の影響に関する研究, 京都大学修士論文, 1984.
- 3-2) 石崎澁雄・桂順 治・谷池義人・丸山 敬：風洞床面の粗度の変化による気流の性状について, 京都大学防災研究所年報, 第27号 B-1, 1984.4, pp.249-260.
- 3-3) 石崎澁雄・桂順 治・谷池義人・丸山 敬：人工芝を床面粗度として与えたときの風洞内気流性状について, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1984.10, pp.1045-1046.

- 3-4) 石崎澁雄・桂順 治・谷池義人・丸山 敬：地表面粗度の違いによる境界層気流性状の変化に関する風洞実験，第8回風工学シンポジウム，1984.12，pp.91-98.
- 3-5) 石崎澁雄・桂順 治・谷池義人・丸山 敬：風洞床面の粗度の変化による気流の性状について（その2），京都大学防災研究所年報，第28号B-1，1985.4，pp.337-343.
- 3-6) 石崎澁雄・桂順 治・谷池義人・丸山 敬：人工芝を床面粗度として与えたときの風洞内気流性状について（その2），日本建築学会大会学術講演梗概集，1985.10，pp.689-690.
- 3-7) 丸山 敬・谷池義人・桂順 治：人工芝上に発達した乱流境界層内の乱れの統計的性状について，京都大学防災研究所年報，第29号B-1，1986.4，pp.139-149.

第4章 キャノピー内の気流性状

- 4-1) 丸山 敬：市街地におけるキャノピー層内の風速分布に関する風洞実験，京都大学防災研究所年報，第30号B-1，1987.4，pp.201-212.
- 4-2) 石崎澁雄・丸山 敬：市街地上の気流性状について，日本風工学会昭和62年度年次研究発表会梗概，1987.5，pp.5-6.
- 4-3) 石崎澁雄・丸山 敬：地面付近の高さ方向風速分布の粗度ブロック密度による変化について，日本建築学会大会（近畿）学術講演梗概集B構造I，1987.10，pp.1419-1420.
- 4-4) Maruyama, T. and H.Ishizaki : On the variation of mean wind speed profile in the urban canopy with the roughness density, Proc. 4th Int. Conf. on Tall Buildings, April/May 1988, Hong Kong and Shanghai, Vol.1, pp.445-450.
- 4-5) 丸山 敬・石崎澁雄：ラフネス内の高さ方向平均風速分布に関する数値計算，京都大学防災研究所年報，第31号B-1，1988.4，pp.275-286.
- 4-6) 丸山 敬：プローブの違いによるラフネス内気流性状の測定結果の変化について（X型およびタンデム型熱線風速計の比較），日本建築学会大会（関東）学術講演梗概集B構造I，1988.10，pp.115-116.
- 4-7) 丸山 敬・石崎澁雄：市街地キャノピー内の時空間平均風速の鉛直分布に関する実験的研究（千鳥状に配置した立方体粗度要素による検討），日本建築学会構造系論文報告集第394号，1988.12，pp.60-65.

第5章 粗面上に発達する乱流境界層の数値計算

- 5-1) 丸山 敬：粗面上に発達する乱流境界層のk-εモデルによるシミュレーション，第3回生研N S Tシンポジウム講演論文集，1988.2，pp.79-85.
- 5-2) 丸山 敬：粗度要素による抵抗を考慮したk-ε乱流モデルによる乱流境界層の数値計算，第10回風工学シンポジウム，1988.12，pp.193-198.
- 5-3) 丸山 敬：粗面上に発達する乱流境界層のk-εモデルによるシミュレーション（その2：粗度による抵抗を考慮した計算），第4回生研N S Tシンポジウム講演論文集，1989.2，pp.97-103.
- 5-4) 丸山 敬：粗度要素の抵抗および体積変化を考慮したk-εモデルによる乱流境界層の数値計算，日本建築学会構造系論文報告集第404号，1989.10，pp.75-81.

- 5-5) 丸山 敬: 流れ方向の粗度変化に伴う鉛直方向風速分布の変化(粗度形状を考慮した $k-\epsilon$ 乱流モデルによる計算), 第39回応用力学連合講演会講演予稿集, 1989.12, pp.261-262.
- 5-6) 丸山 敬: 粗面上に発達する乱流境界層の $k-\epsilon$ モデルによるシミュレーション(その3: 境界条件による変化), 第5回生研N S Tシンポジウム講演論文集, 1990.2, pp.11-17.
- 5-7) 丸山 敬: 粗面上に発達する乱流境界層の数値シミュレーション(流れ方向に粗度が変化する場合), 第11回風工学シンポジウム, 1990.12, pp.203-208.

第6章 粗度要素の配列形状の違いによる抗力の変化

- 6-1) 丸山 敬: 粗度要素の配置形状による床面抗力の変化に関する風洞実験, 京都大学防災研究所年報, 第32号B-1, 1989.4, pp.423-437.
- 6-2) 丸山 敬: 立方体粗度ブロックの配列形状による床面抗力の変化(フロートによる床面抗力の測定), 日本建築学会大会(九州)学術講演梗概集B構造I, 1989.10, pp.77-78.
- 6-3) 丸山 敬: 粗面に加わる抗力のフロートによる直接測定, 日本風工学会誌, No.41, 1989.10, pp.13-14.
- 6-4) 丸山 敬: 市街地模型に加わる抗力の測定, 日本建築学会大会(中国)学術講演梗概集B構造I, 1990.10, pp.81-82.
- 6-5) 丸山 敬: 立方体粗度ブロックの配列形状の違いによる抗力の変化について, 日本風工学会誌, No.49, 1991.11, pp.15-24.

第7章 市街地における粗度形状

- 7-1) 丸山 敬: 複雑な粗度形状をもつ粗面の粗度評価について(市街地を対象とした検討), 京都大学防災研究所年報, 第33号B-1, 1990.4, pp.309-320.
- 7-2) 丸山 敬: 市街地における地表面粗度形状について, 日本建築学会大会(東北)学術講演梗概集B構造I, 1991.9, pp.143-144.
- 7-3) 丸山 敬: 市街地における粗度形状について, 日本風工学会誌, No.58, 1992.10, 掲載予定.

第8章 市街地上空における気流性状の3次元計算

- 8-1) 丸山 敬: 市街地模型に加わる抗力の測定, 日本建築学会大会(中国)学術講演梗概集B構造I, 1990.10, pp.81-82.
- 8-2) 丸山 敬: 粗面上に発達する乱流境界層の数値シミュレーション(その2: 市街地のよう粗度形状が複雑な場合), 日本風工学会誌, No.47, 1991.4, pp.81-82.
- 8-3) 丸山 敬: 複雑な粗度形状をもつ粗面の粗度評価について(その2: 数値計算におけるラフネスパラメータの検討), 京都大学防災研究所年報, 第34号, B-1, 1991.4, pp.49-56.
- 8-4) Maruyama, T.: Numerical simulation of boundary layer wind tunnel, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, No.44, 1992.10, pp.2827-2838.
- 8-5) 丸山 敬: 市街地上空の乱流境界層のシミュレーション, 京都大学防災研

- 究所年報, 第35号B-1, 1992.4, pp.121-135.
- 8-6) 丸山 敬: 乱流境界層風洞の数値シミュレーション, 日本建築学会構造系論文報告集第437号, 1992.7, pp.135-141.
- 8-7) Maruyama, T.: Optimization of roughness parameters for staggered arrayed cubic blocks using experimental data, J. of Wind Engineering, No.52, 1992.8, pp.424-429.
- 8-8) 丸山 敬: 市街地上空における気流性状の数値計算, 日本建築学会大会(北陸) 学術講演梗概集B構造I, 1992.8, pp.29-30.
- 8-9) Maruyama, T.: Optimization of roughness parameters for staggered arrayed cubic blocks using experimental data, J. of Wind engineering and industrial aerodynamics, Vol. 46-47, 1993.8, pp.165-171.

第9章 市街地における建物の密度変化に伴う風速分布の変化

- 9-1) 丸山 敬: 複雑な粗度形状をもつ粗面の粗度評価について(その2: 数値計算におけるラフネスパラメータの検討), 京都大学防災研究所年報, 第34号B-1, 1991.4, pp.49-56.
- 9-2) 丸山 敬: 市街地上空の乱流境界層のシミュレーション, 京都大学防災研究所年報, 第35号B-1, 1992.4, pp.121-135.
- 9-3) 丸山 敬: 市街地における建物の密度変化に伴う風速の鉛直分布形状の変化について, 京都大学防災研究所年報, 第36号B-1, 1993.4, pp.49-68.
- 9-4) 丸山 敬: 市街地上空における気流性状の数値シミュレーション(建物構成の違いによる気流性状の変化), 日本風工学会誌, No.55, 1993.5, pp.95-96.
- 9-5) 丸山 敬: 市街地上空における気流性状の数値計算(その2: 建物の密度変化にともなう気流性状の変化), 日本建築学会大会(関東) 学術講演梗概集B構造I, 1993.9, pp.1157-1158.

関連論文

- 1) 丸山 敬: 高層建築物周辺の気流について, 京都大学卒業論文, 1982.3.
- 2) 平岡久司・丸山 敬: 植物群落内および都市キャノピー内での乱流モデルの考察, 第3回生研NSTシンポジウム講演論文集, 1988.2, pp.87-93.
- 3) 平岡久司・中村泰人・丸山 敬: 植物群落内および都市キャノピー内での乱流モデル, 日本建築学会近畿支部研究報告集, 1988, pp.225-228.
- 4) 平岡久司・丸山 敬: 植物群落内および都市キャノピー内での乱流モデルの考察(抵抗物体の体積変化を考慮した解法について), 第4回生研NSTシンポジウム講演論文集, 1989.2, pp.89-96.
- 5) 平岡久司・丸山 敬・中村泰人・桂 順治: 植物群落内および都市キャノピー内の乱流モデルに関する研究(その1) 乱流モデルの作成, 日本建築学会計画系論文報告集第406号, 1989.12, pp.1-9.
- 6) 平岡久司・丸山 敬・中村泰人・桂 順治: 植物群落内および都市キャノピー内の乱流モデルに関する研究(その2) 実験データとの比較によるモデルの検証, 日本建築学会計画系論文報告集第416号, 1990.10, pp.1-8.

記号一覧

論文中で用いられる記号の意味を以下にまとめる．左端には記号を，右端には単位を（ ）内に示す．原則として1つの記号に対して1つの意味をあてるようにしているが，章によっては意味の異なる場合がある．そのような場合にはそれぞれの意味を記し，その後に章番号を | } 内に示す．

記号	意味	(単位)
A	: セルの下面面積 {5}	(m^2)
A	: 粗度要素の表面積 {6,7}	(m^2)
A_r	: 粗度要素の x 軸方向見つけ面積	(m^2)
$A_x(z)$: 高さ z における粗度要素の風向方向見つけ面積	(m^2)
A/S	: 粗度表面積率	(1)
a	: 葉面積密度 {4}	($1/\text{m}$)
a	: 粗度表面積密度 {4}	($1/\text{m}$)
a_r	: 各粗度要素の風向方向見つけ面積	(m^2)
a_l	: 粗度表面積密度	($1/\text{m}$)
$a_x(z)$: 高さ z における有効粗度表面積密度	($1/\text{m}$)
$\hat{a}_x(\zeta)$: 高さ ζ における有効粗度表面積密度	($1/\text{m}$)
$\hat{a}_x(\zeta)$: 高さ ζ における密度関数	(1)
a_{xi}	: x_i 軸方向の粗度表面積密度 = $\frac{\text{粗度要素の壁面面} / 4}{\text{流体体積}}$	($1/\text{m}$)
α	: べき指数	(1)
α_m	: 規格化定数	(1)
β	: 粗度要素の一辺が x 軸となす角度	($^\circ$)
C_D	: k - ϵ モデルに現れるモデル係数 {5,8}	(1)
C_D	: 各粗度要素の抗力係数 {7}	(1)

C'_D	: 粗度要素の抗力係数の面積平均値	(1)
$C_p(z)$: 粗度要素の高度 z における平均風圧係数	(1)
C_{1E}	: k - ϵ モデルに現れるモデル係数	(1)
C_{2E}	: k - ϵ モデルに現れるモデル係数	(1)
C_{pE}	: k - ϵ モデルに現れるラフネスパラメータ = 乱れのスケールと粗度形状を代表する長さスケールとの比	(1)
C_{fi}	: k - ϵ モデルに現れるモデル係数 = x_i 軸方向の抵抗係数	(1)
C_R	: フロートの抗力係数	(1)
C_r	: ラフネスの形状に依存したパラメータ {4}	(1)
C_r	: 粗度要素が有る場合の床面抗力係数 {6,8}	(1)
C_r	: 地表面抗力係数 {7}	(1)
$C_x(z)$: 高さ z における風向方向の抗力係数	(1)
C_s	: 粗度要素が無い場合の床面摩擦係数	(1)
c	: 粗度要素がもつ抵抗係数	(1)
γ	: 建物密度 = $V_r/10S$	(1)
D_x	: x 軸方向の粗度要素間隔	(m)
d	: 粗度要素の奥行き {4}	(m)
d	: 立方体粗度ブロックの一辺の長さ {6}	(m)
d_0	: 零面変位	(m)
δ	: 境界層の厚さ = 平均風速が主流風速の99%に達する高さ	(m)
δ_i	: ラフネス風上前縁における境界層の厚さ	(m)
δ_0	: 内部境界層の厚さ	(m)
δ_{ij}	: クロネッカーのデルタ	(1)
E_H	: 鉛直分布係数	(1)
ϵ	: 単位流体体積あたりの時間平均エネルギー消散率	(kgm^2/s^3)
F	: 圧力抵抗 {4}	(N)
F	: 階数 {7,9}	(階)
F_E	: 粗度要素によって生じるエネルギー消散率 ϵ の生成項	(N)
F_K	: F_{xi} によって生じる乱流エネルギーの生成項	(N)
F_r	: フロートが受ける抗力 {6}	(N)
F_r	: 地表面抗力 {7}	(N)
F_{xi}	: 粗度要素が流れに及ぼす x_i 軸方向の力	(N)
F_s	: 粗度要素が無い場合にフロートが受ける抗力	(N)
F_x	: フロートの受ける抗力の x 軸成分	(N)
$F_x(z)$: 高さ z において流体単位体積が粗度要素から受ける風向方向の力	(N/m^3)
F_y	: フロートの受ける抗力の y 軸成分	(N)
f_r	: 粗度要素1個が受ける x 軸方向の抗力 {6}	(N)
f_r	: 各粗度要素に働く抗力 {7}	(N)
f_s	: 地表面に働く摩擦力	(N)
G	: 有効体積: 単位空間あたりの流体体積	(1)

$H(x)$: フィルター関数	(m)
h	: 粗度高さ	(m)
h_{mean}	: 粗度高さの平均値	(m)
h_{max}	: 粗度高さの最大値	(m)
I	: 主流方向の乱れの強さ	(1)
i	: y軸方向の粗度要素間隔	(1)
K	: 単位流体体積あたりの時間平均乱流エネルギー	(kgm ² /s ²)
k	: 比例定数 {4}	(1)
k	: x軸方向の粗度要素間隔 {6}	(1)
K	: カルマン定数=0.4	(1)
L	: 粗度形状を代表する長さスケール=粗度要素の水平断面における平均周長の4分の1	(m)
L'	: 床グレーチング内の特徴長さスケール	(m)
l	: キャノピー内の乱れの代表スケール	(m)
$l_x(z)$: 高さzにおける粗度要素の風向方向の見つけ幅	(m)
λ	: 有効粗度表面積率 (roughness concentration)	(1)
M_z	: フロートの受けるz軸まわりのモーメント	(Nm)
N	: フロート上の粗度要素の個数	(個)
n	: 差分分割数 {4}	(1)
n	: べき指数 α の逆数 {9}	(1)
ν_t	: 乱流拡散係数 (渦動粘性係数)	(m ² /s)
P	: 風洞側面の測定孔 ($z = 1.2\text{m}$) における静圧 {2,3,5}	(N/m ²)
P	: 単位流体体積あたりの時間平均圧力 {5}	(N/m ²)
P_r	: 基準静圧	(N/m ²)
ΔP	: 静圧の差	(N/m ²)
p	: 圧力の瞬間成分	(N/m ²)
Δp	: 粗度要素の壁面に加わる平均圧力の差	(N/m ²)
$\Delta p(z)$: 高さzにおける粗度要素壁面の風上側と風下側の平均風圧の差	(N/m ²)
q_r	: 基準速度圧 = $\rho U_0^2/2$	(N/m ²)
q	: 設計用の速度圧	(N/m ²)
$q(z)$: 高さzにおける速度圧	(N/m ²)
R	: 再現期間換算係数	(1)
ρ	: 空気密度	(kg/m ³)
ρ_r	: 粗度体積密度 = 単位体積中に粗度要素の占める割合	(1)
ρ_r	: 建物密度 = 単位体積中に建物の占める割合 {9}	(1)
$\rho_r(z)$: 高さzにおける粗度体積密度	(1)
S	: 粗度要素1個あたりの床面積 {3,6}	(m ²)
S	: 平均化面積 {7}	(m ²)
S_0	: フロートの面積	(m ²)
S_r	: 粗度要素のz軸方向投影面積	(m ²)

$S_r(z)$: 高さ z における粗度要素の水平断面積	(m^2)
$\sqrt{S_r}$: 建築面積の平方根	(m)
σ_E	: k - ϵ モデルに現れるモデル係数	(1)
σ_k	: k - ϵ モデルに現れるモデル係数	(1)
t	: 時間	(sec)
τ	: 剪断応力	(N/m^2)
τ_s	: 粗度要素が無い場合に床表面に加わる x 軸方向の摩擦応力	(N/m^2)
τ_{xz}	: 対数領域における剪断断応力	(N/m^2)
τ_{sf}	: 粗度要素表面に加わる x 軸方向の摩擦応力	(N/m^2)
τ_{sf}	: 粗度要素を除く床面に加わる x 軸方向の摩擦応力	(N/m^2)
τ_w	: 空気が床面から受ける剪断応力 = 単位面積あたりの床面が空気から受ける抗力 {6}	(N/m^2)
τ_w	: 地表面境界における剪断応力 {7}	(N/m^2)
U	: 単位流体体積あたりの x 軸方向時間平均風速	(m/s)
U_0	: 基本風速 {1}	(m/s)
U_0	: 主流風速: 境界層上部の自由流の時間平均風速	(m/s)
U_h	: 粗度高さ h における時空間平均風速	(m/s)
U_i	: $z = i \Delta z$ における単位流体体積あたりの x 軸方向時間平均風速 {4}	(m/s)
U_i	: 単位流体体積あたりの x_i 軸方向時間平均風速 {5}	(m/s)
U_r	: 基準風速: 基準位置における時空間平均風速	(m/s)
$U_r(z)$: 基準風速: 基準位置 (高さ z) における時空間平均風速	(m/s)
u_*	: 摩擦速度	(m/s)
u	: x 軸方向時間平均風速	(m/s)
u'	: x 軸方向風速変動成分	(m/s)
u_i	: x_i 軸方向の風速の瞬間成分	(m/s)
u_r	: 基準風速; 基準高度 z_r における平均風速	(m/s)
V	: 単位流体体積あたりの y 軸方向時間平均風速	(m/s)
V_0	: 平均化体積	(m^3)
V_a	: V_0 内の流体体積	(m^3)
V_r	: 粗度要素の体積	(m^3)
v	: y 軸方向時間平均風速	(m/s)
v'	: y 軸方向風速変動成分	(m/s)
W	: 単位流体体積あたりの z 軸方向時間平均風速	(m/s)
w	: 粗度要素の幅	(m)
w'	: z 軸方向風速変動成分	(m/s)
x	: 主流方向距離	(m)
Δx	: 平均化を行う主流方向の距離	(m)
x_0	: 吹送距離の原点の見かけの移動距離 {3}	(m)
x_0	: ラフネス後縁からの主流方向距離 {5}	(m)
x_1	: ラフネス後縁からの主流方向距離	(m)

x_i	: 直角座標系の各軸: $x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z$	(m)
ξ	: 風向方向見つけ面積の粗度表面積に対する割合	(1)
y	: 主流直角水平方向距離	(m)
Δy	: 平均化を行う主流直角水平方向の距離	(m)
z	: 鉛直方向距離	(m)
z_0	: 粗度長	(m)
z_r	: 基準高度	(m)
Δz	: z 軸方向の分割幅 {4}	(m)
Δz	: 第 1 セル中心までの距離 {5}	(m)
Δz	: 平均化を行う層の厚さ {6,7}	(m)
ζ	: キャノピー内における無次元高さ $= z/h$	(1)
$-\overline{\rho u'w'}$: x, z 軸方向の風速変動成分によるレイノルズ応力	(N/m ²)
$-\overline{u'w'}$: x, z 軸方向の風速変動成分による相関	(m ² /s ²)
$\sqrt{\overline{u'^2}}/u$: x 軸方向の乱れの強さ	(1)
$\sqrt{\overline{w'^2}}/u$: y 軸方向の乱れの強さ	(1)
—	: 上付きの横線は (時間) 平均操作を表す	
'	: 時間平均からの変動を表す	
"	: 空間平均からの変動を表す	

あ と が き

本論文は筆者が京都大学防災研究所耐風構造部門に学部学生として在籍していた1981年から、同部門の助手に採用され、1993年に至る約12年間に行なった研究の成果をまとめたものである。

筆者が初めて風洞を使って市街地模型上の気流性状を測定したのは卒業研究のときであり、それは市街地に建設される超高層ビルに加わる風圧力と周辺気流を調べるものであった。実験に際して市街地模型を用いて流入気流をつくり出し、その性状を測定したが、第2章に示したように測定結果は位置によりかなり変化するものとなった。風洞実験の経験もなく、教科書のデータしか知らなかった筆者は、教科書に載っているような単純化された問題の結果を実際の複雑な問題に適用するのが困難であることを身をもって知らされた。その後、大学院修士過程に進み、単純な形状をもつラフネスを用いて粗度形状と気流性状との関係を調べることになるが、風速や圧力勾配を一定にしてもそれらの関係を簡単に表わすことは依然として困難であった。粗度形状が一定であっても、第3章に示したような吹送距離方向に気流性状の変化を伴う現象は、粗度要素の大きさが相対的に小さいチャンネル流れやパイプ内の流れの測定結果とは異なっていたし、他の論文をみても、広範囲な粗度形状についての例はなく、参考になる研究は少なかった。当時、指導を受けていた京都大学石崎澁雄教授（現京都大学名誉教授）から、「現象の自分なりの解釈、理解が出来てはじめて応用も可能となる。」というような助言を頂いたように記憶している。この頃から筆者の中に、「市街地のような複雑な粗度形状をどのように評価して気流性状と対応させるか？」という問題意識が生じ、それが本研究の出発点となった。それ以後、多くの方々との議論や適切な助言、指導、また、提供していただいた貴重な資料等により、一応の体裁をもって本研究をまとめることができた。以下にそれらを示し、感謝の意を表わすものである。

キャンपी内の気流性状（第4章）の測定は、「乱れの発生にもっとも重要な役割を果たしている領域で、流れがどのような性質をもつのか？」という、京都大学桂順治教授の御教示によって行なった。また、キャンピー内の時空間平均風速の数値計算は石崎名誉教授の研究がその発端となっている。数値計算手法（第5章）は本研究のもっとも中心となる部分で、京都大学平岡久司助手による乱流モデルの開発が不可欠であった。さらに、平岡助手には計算手法やプログラムの開発に関して多大な助言を頂いた。抗力測定（第6章）では桂教授からの助言が大いに役立った。また、フロートを用いた測定は京都大学吹田啓一郎助手からの助言によっている。実際の市街地における建物形状の読み込み（第7章）に際しては、住友金属株式会社寺井徹氏（当時京都大学大学院生）、川面賢氏（京都大学学部学生）の根気強い作業と、株式会社プラス・ワンによるデータ処理およびコンピュータ・グラフィックス表示の協力を得た。また、東京工芸大学田村幸雄教授、宝塚市役所伊藤明子参事（当時建設省）には建物高さに関する統計データを、株式会社風工学研究所には地図や写真等貴重なデータを提供していただいた。実際の市街地に対する計算例との比較（第8章）に際しては、東和大学中央科学研究所堤純一郎助教授から提供していただいた自然風中での実測結果を使わせて頂いた。さらに、石崎名誉教授、桂教授には学生時代から研究全般にわたる御指導を、京都大学谷池義人助教授には風洞実験法、風工学全般にわたる御指導を受け、とくに現象の物理的解釈を行なうことの大切さを教えていただいた。最後に、関係諸機関の方々、とくに京都大学防災研究所耐風構造部門の羽野淳介技官、杉政和光技官には実験器具の制作や測定等の面で多大な協力していただき、すばらしい研究環境を提供していただきました。

これら多くの方々の御好意、御恩に対し、さらなる研究成果をあげるべく努力することで筆者の心からの感謝の念にかえさせて頂きたいと思います。

